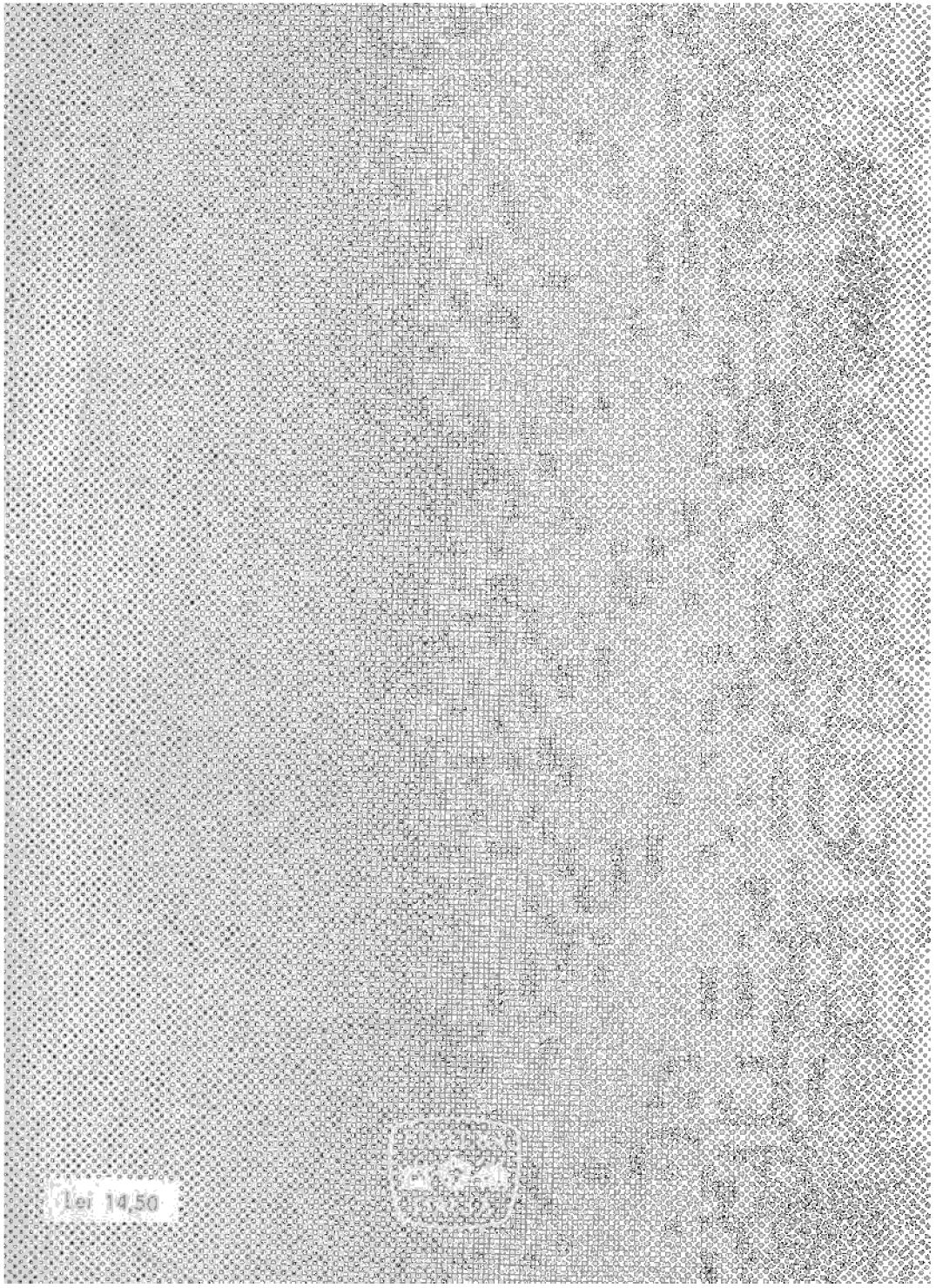
VASILE URECHE

UNIVERSUL

astronomie



Soției mele
GABRIELA-LIDIA

Coperta de CĂLIN DAMIAN

CUPRINS

Cap. 0. INTRODUCERE 5

§ 0.1. Obiectul Astronomiei 5
§ 0.2. Problemele Astronomiei 6
§ 0.3. Metodele Astronomiei 8
§ 0.4. Ramurile Astronomiei 10
§ 0.5. Descrierea sumară a părții accesibile a Universului (Metagalaxia) 11

Cap. 1. ASTRONOMIA SFERICĂ 16

§ 1.1. Pozițiile aparente ale aștrilor. Constelațiile 16
§ 1.2. Sfera cerească. Mișcarea diurnă aparentă 17
§ 1.3. Coordonate geografice 22
§ 1.4. Coordonate cerești 23
§ 1.5. Relațiile dintre coordonatele cerești și cele geografice . . 28
§ 1.6. Mișcarea anuală aparentă a Soarelui și consecințele ei 31
§ 1.7. Triunghiul sferic. Formulele lui Gauss 36
§ 1.8. Transformări de coordonate 39
§ 1.9. Răsăritul și apusul aștrilor 42

Cap. 2. TIMPUL ȘI MĂSURAREA LUI 44

§ 2.1. Considerații generale 44
§ 2.2. Timpuri locale 45
§ 2.3. Timpul universal și timpul legal. Linia schimbării datei 53
§ 2.4. Neuniformitatea rotației Pământului. Timpul efemeridelor 56
§ 2.5. Calendarul 58

Cap. 3. ELEMENTE DE ASTRONOMIE PRACTICĂ 62

§ 3.1. Despre problemele Astronomiei practice 62
§ 3.2. Orientarea. Determinarea coordonatelor orizontale . . . 63
§ 3.3. Determinarea orei exacte 68
§ 3.4. Determinarea coordonatelor geografice 70
§ 3.5. Determinarea coordonatelor ecuatoriale ale aștrilor . . 73
§ 3.6. Mișcările proprii ale stelelor 77
§ 3.7. Despre problemele Astronomiei fundamentale 78

Cap. 4. FENOMENE CARE MODIFICĂ POZIȚIILE AȘTRILOR PE SFERA CEREASCĂ 82

§ 4.1. Refracția astronomică 82
§ 4.2. Paralaxa diurnă 87

§ 4.3. Paralaxa anuală 92
§ 4.4. Aberația 99
§ 4.5. Precesia și nutația 103

Cap. 5. *PĂMÎNTUL* 108
§ 5.1. Mișcările Pămîntului 108
§ 5.2. Forma și dimensiunile Pămîntului 115
§ 5.3. Coordonate geografice și coordonate geocentrice 118
§ 5.4. Masa Pămîntului 121
§ 5.5. Structura Pămîntului 121

Cap. 6. *MIȘCĂRILE APARENTE ȘI FAZELE PLANETELOR ECLIPSE* 129
§ 6.1. Mișcările aparente ale planetelor pe cer 129
§ 6.2. Sistemul lumii al lui Ptolemeu 131
§ 6.3. Sistemul lumii al lui Copernic 133
§ 6.4. Explicarea mișcărilor aparente ale planetelor 135
§ 6.5. Dezvoltarea concepției heliocentrice 138
§ 6.6. Fazele planetelor și Lunii 141
§ 6.7. Eclipse 142

Cap. 7. *PROBLEMELE MECANICII CEREȘTI* 147
§ 7.1. Legile lui Kepler 147
§ 7.2. Legea atracției universale 148
§ 7.3. Problema celor două corpuri 150
§ 7.4. Aplicații ale problemei celor două corpuri 164
§ 7.5. Calcul de efemeridă 166
§ 7.6. Problema lui Laplace 173
§ 7.7. Problema celor trei corpuri 178
§ 7.8. Problema celor n corpuri 184
§ 7.9. Noțiuni de teoria perturbațiilor 187

Cap. 8. *ELEMENTE DE COSMONAUTICĂ* 192
§ 8.1. Racheta de lansare 192
§ 8.2. Mișcarea pe partea activă a traiectoriei 195
§ 8.3. Mișcarea pe partea pasivă a traiectoriei. Sateliți artificiali și rachete cosmice 198
§ 8.4. Sfera de gravitație și sfera de acțiune 206
§ 8.5. Unele rezultate ale cercetării spațiale 209

Cap. 9. *STRUCTURA SISTEMULUI SOLAR* 215
§ 9.1. Considerații generale 215
§ 9.2. Soarele 217
§ 9.3. Planetele terestre 219
§ 9.4. Planetele gigante 231
§ 9.5. Luna 244
§ 9.6. Asteroizi 250
§ 9.7. Comete 252
§ 9.8. Materia neorganizată din sistemul solar 257
Bibliografie 263
Anexe 266

Capitolul 0

INTRODUCERE

§ 0.1. Obiectul Astronomiei

Astronomia este știința care studiază mișcarea, structura, originea și evoluția corpurilor cerești și a sistemelor de corpuri; precum și interacțiunile acestora cu cîmpurile în care se găsesc. Totalitatea corpurilor cerești și a cîmpurilor cu care interacționează constituie ceea ce, în mod curent, numim Univers, concept fundamental al Astronomiei, care poate fi mai degrabă descris prin conținutul său, decît definit.

Întreaga materie din Univers constituie obiectul de studiu al Astronomiei. Asta înseamnă că se studiază atît forma de *substanță* a materiei, cît și forma de *cîmp*. Evident, cele două forme de manifestare a materiei nu trebuie concepute separat, între ele existînd o ***interacțiune permanentă***, care condiționează ***evoluția materiei la scară cosmică***.

Materia din Univers se poate prezenta sub formă ***organizată*** în corpuri cerești, cu o structură bine determinată și cu o stabilitate relativ mare, cum sînt: planetele (inclusiv Pămîntul), stelele (inclusiv Soarele), galaxiile etc. Ea se poate prezenta, de asemenea, sub formă de ***materie neorganizată***, de exemplu: meteoriții, norii interstelari (nebuloasele), materia interstelară, materia intergalactică etc. Cele două forme ale materiei: organizată și neorganizată, se întrepătrund și se condiționează reciproc. Ele interacționează prin intermediul ***cîmpurilor*** asociate lor (cîmpul gravific, cîmpul radiativ etc.), asigurîndu-se prin aceasta evoluția materiei din Univers.

Denumirea dată științei despre Univers — Astronomie — provine din cuvintele grecești „astron" — astru și „nomos" — lege.

Astronomia este una din cele mai vechi ştiinţe. Apariţia ei este strîns legată de necesităţile vieţii. Orientarea în spaţiu — necesară vechilor popoare de păstori — cerea cunoaşterea poziţiilor corpurilor cereşti, care erau utilizate ca repere în spaţiu. Dezvoltarea agriculturii — mai tîrziu — a cerut cunoaşterea succesiunii fenomenelor naturale (în primul rînd a anotimpurilor). Aceasta l-a obligat pe om să caute şi să găsească (în regularitatea fenomenelor cereşti) repere în timp.

Chinezii, încă cu 2000 de ani înaintea erei noastre, cunoşteau mişcările aparente ale Soarelui, Lunii, succesiunea eclipselor. Babilonienii cunoşteau mişcările aparente ale planetelor. Primele cunoştinţe astronomice erau împletite cu religia şi superstiţiile. Aşa a luat naştere acea pseudoştiinţă numită *astrologie*, care lega destinul omului pe Pămînt de poziţiile şi mişcările aparente ale planetelor. Abia în epoca modernă Astronomia s-a eliberat complet de astrologie.

Egiptenii ştiau prezice revărsarea Nilului, după răsăritul heliac al stelei Sirius. Ei determinau cu o bună precizie — pentru vremea lor — durata anului (anul egiptean = 365 zile).

Astronomia a luat o mare dezvoltare în Grecia antică. Apogeul acestei perioade îl constituie lucrarea lui Ptolemeu „Almagest"-ul („Megale Sintaxis"), în care este dezvoltat sistemul geocentric. În Evul Mediu progresul Astronomiei a fost asigurat de aportul unor savanţi arabi ca Al-Battani, Biruni şi alţii.

Geocentrismul a dominat Astronomia pînă în secolul al XVI-lea cînd Copernic a elaborat sistemul heliocentric. Concepţia heliocentrică a însemnat o adevărată revoluţie în Astronomie, revoluţie care stă la baza Astronomiei moderne.

§ 0.2. Problemele Astronomiei

Astronomia se ocupă cu următoarele probleme:

— studiul mişcărilor aparente şi reale ale corpurilor cereşti,

— realizarea sistemului de referinţă inerţial,

— obţinerea timpului uniform (timpul efemeridelor),

— determinarea dimensiunilor şi formei corpurilor cereşti şi a maselor lor,

— studiul structurii fizice a corpurilor cereşti şi a compoziţiei lor chimice,

— studiul interacţiunilor gravifice, radiative, magnetice etc., ale corpurilor cereşti,

— originea şi evoluţia corpurilor cereşti individuale şi a sistemelor de corpuri cereşti.

Acestea sînt problemele mari ale Astronomiei. Din ele derivă numeroase aplicaţii practice. Strîns legată de necesităţile vieţii omului, încă de la naşterea ei, Astronomia continuă să fie şi astăzi o ştiinţă cu multiple aplicaţii în diverse domenii ale practicii, sum cînt:

— determinarea timpului (ora exactă — „Serviciul timpului" — şi calendarul),

— alcătuirea hărţilor geografice,

— prevederea unor fenomene naturale ca: fazele Lunii, eclipsele, mareele etc.,

— interacţiunea fenomenelor solare cu cele terestre („relaţiile Soare—Pămînt") şi problema captării energiei solare (conversia energiei),

— navigaţia maritimă,

— navigaţia cosmică şi aplicaţiile ei (în telecomunicaţii, meteorologie, teledetecţie etc.).

Cunoaşterea materiei la scară cosmică şi în condiţii fizice irealizabile în laboratoarele terestre are largi implicaţii filozofice. Datele Astronomiei moderne arată că Universul este ***infinit în timp şi spaţiu***. Debarcarea omului pe Lună şi zborul staţiilor interplanetare confirmă ***unitatea materială a lumii***. Materia, pretutindeni în Univers, este în continuă mişcare şi transformare. Astfel rezultatele Astronomiei stau la baza concepţiei filozofice materialist-dialectice despre lume. Interpretarea de pe aceste poziţii filozofice a descoperirilor epocale ale Astronomiei contemporane permite combaterea idealismului în aprecierea unor fenomene cosmogonice şi cosmologice; combaterea misticismului, a superstiţiilor etc.

Ca o confirmare a tezei materialist-dialectice despre *varietatea infinită (inepuizabilă) a formelor de manifestare a materiei* pot fi citate cele cinci mari descoperiri din ultimele două decenii:

— quasarii, descoperiţi în anul 1963, surse cosmice de mare energie, care emit un flux intens de radiaţii, atît în domeniul optic cît şi în domeniul radio, se caracterizează printr-o mare deplasare spre roşu a liniilor spectrale, de natură cosmologică;

— sursele cosmice Roentgen compacte, stele ce emit cea mai mare parte a energiei lor în domeniul razelor X;

Dragoş - Silviu
T. Bora

— radiația termică remanentă, radiație corespunzînd unei temperaturi absolute $T = 2{,}7K$, ce pare a fi un „reziduu" din momentul formării Metagalaxiei;

— maserii cosmici moleculari de tipul OH, H_2O etc., inclusiv molecule organice (această descoperire ar putea să schimbe concepția actuală cu privire la originea vieții pe Pămînt);

— pulsarii, radiosurse cosmice variabile periodice, ce se consideră a fi stele neutronice.

În ultimii ani, în domeniul razelor X s-a făcut o nouă descoperire importantă: sursele X de tip „burster". Acestea sînt surse cosmice de mare energie, emisă mai ales în domeniul X și gama, sub formă de erupții (izbucniri) de scurtă durată.

Toate aceste descoperiri își așteaptă interpretarea teoretică din partea Astrofizicii. Pe de altă parte, probleme puse de Astrofizica teoretică, de exemplu: existența „antimateriei", undele gravitaționale, găurile negre, se găsesc la limita cîmpului actual de cunoaștere. Un progres important în cercetarea structurii materiei vor aduce studiul razelor cosmice primare și astronomia neutrinică.

Pătrunderea omului în spațiul cosmic, lansarea observatoarelor orbitale și a stațiilor interplanetare, vor aduce cu siguranță, în cîmpul cunoașterii, și alte fenomene noi.

Navigația interplanetară și cercetarea planetelor apropiate, ridică de pe acum probleme deosebite, ca: problema adaptării vieții pe alte planete, problema existenței civilizațiilor extraterestre și a stabilirii de relații cu ele.

§ 0.3. Metodele Astronomiei

Metoda fundamentală a Astronomiei este metoda *observației*. Observațiile astronomice ne furnizează fapte și date care permit explicarea fenomenelor astronomice. În majoritatea cazurilor această explicare nu rezultă din observația directă, ci numai în urma *prelucrării și interpretării teoretice corecte* a unui mare număr de *măsurători de mare precizie*, pe baza unor *calcule laborioase*. În felul acesta se pot pune în evidență împrejurările reale și esența fenomenului observat, depășindu-se *aparențele* la care ne conduc, adesea, datele senzoriale directe. Astfel, toate corpurile cerești ne *apar* a fi situate la aceeași distanță,

Pămîntul *pare* imobil, Soarele și Luna *par* a avea aceleași dimensiuni etc.

Sursa noastră fundamentală de informații o constituie *radiațiile electromagnetice*, care sînt fie emise, fie reflectate de corpurile cerești. Determinarea direcției din care radiațiile vin spre Pămînt, permite obținerea poziției și mișcării corpului ceresc cercetat. Analiza spectrală a radiațiilor permite determinarea stării fizice și a compoziției chimice a corpurilor cerești. Unele informații despre corpurile cerești pot fi obținute și cu ajutorul *radiației corpusculare* (vînt solar, vînt stelar, radiație cosmică) și *meteoriților*. În viitor, informații importante se vor obține, probabil, cu ajutorul radiației neutrinice și al undelor gravitaționale.

O particularitate a cercetărilor astronomice este aceea că, în general, nu putem interveni în desfășurarea fenomenelor astronomice, în sensul că nu putem schimba condițiile în care se găsesc corpurile cerești și nici nu putem să repetăm fenomenele cosmice, ci trebuie să așteptăm ca ele să se producă și să observăm cum se desfășoară. Astfel se poate afirma că *analiza datelor de observație* și *sinteza* ulterioară realizată pe baza lor stă la baza *teoriilor astronomice*.

O a doua metodă a Astronomiei este *metoda experimentală*. Primele cercetări experimentale au fost legate de studiul meteoriților și de cercetări de radiolocație. Începutul erei spațiale a însemnat o schimbare radicală în modul de cercetare a corpurilor cerești. Pe de o parte observațiile de la sol (suprafața Pămîntului) au început să fie completate cu observații obținute din spațiu (din sateliți artificiali, nave cosmice), de o mai mare precizie și în domenii spectrale inaccesibile de la sol (descoperirea surselor de raze X); iar pe de altă parte, *metoda experimentală* a început să dobîndească o pondere din ce în ce mai importantă în cercetarea corpurilor cerești (crearea de comete artificiale, experimente în centurile de radiație ale Pămîntului, experimente pe suprafața Lunii etc.). De cercetarea spațiului cosmic este legată apariția unei noi științe cu caracter pluri și interdisciplinar, numită *Cercetări spațiale*. Extinderea metodei experimentale în Astronomie va schimba caracterul științei despre Univers. Dintr-o știință contemplativă ea se va transforma într-o știință cu puternice baze experimentale.

Un instrument eficient de cercetare în studiul corpurilor cerești îl constituie *modelarea fenomenelor astronomice*, care poate fi considerată ca o a treia metodă a Astronomiei. Pornind de la anumite premize, postulate, legi considerate valabile *apriori*,

se construiesc modele teoretice ale fenomenelor cosmice. Aceste modele se confruntă cu fenomenele real-observate. Concordanța dintre model și fenomenul real constituie o verificare *aposteriori* a valabilității legilor considerate. În cazul cînd concordanța dintre model și realitate nu este corespunzătoare, trebuiesc modificate premizele, legile etc. și construite noi modele. Metoda modelelor a dat rezultate strălucite în numeroase domenii ale Astronomiei (descoperirea prin calcul a planetei Neptun, studiul structurii stelare, previziunea existenței stelelor neutronice), dovedind puterea nelimitată a cunoașterii umane și caracterul *cognoscibil* al lumii materiale.

§ 0.4. Ramurile Astronomiei

Astronomia contemporană se împarte în mai multe ramuri strîns legate între ele. Evident că această împărțire este mai mult sau mai puțin convențională. Principalele ramuri ale Astronomiei sînt următoarele:

1°. **Astrometria** — se ocupă cu determinarea pozițiilor corpurilor cerești, a distanțelor, a dimensiunilor lor precum și cu determinarea timpului. Ea se subîmparte în:

(1) *Astronomia sferică* — elaborează metode matematice de determinare a pozițiilor aparente și a mișcărilor aparente ale corpurilor cerești, față de diferite sisteme de referință.

(2) *Astronomia practică* — studiază instrumentele și metodele de observație astrometrică, precum și erorile corespunzătoare.

(3) *Astronomia fundamentală* — se ocupă cu alcătuirea cataloagelor de poziții stelare (sistemul fundamental de referință) și cu determinarea valorilor numerice ale constantelor astronomice fundamentale.

2°. **Mecanica cerească** — se ocupă cu studiul mișcărilor reale ale corpurilor cerești sub acțiunea diferitelor forțe, în primul rînd sub acțiunea atracției universale, cu determinarea maselor și formei corpurilor cerești, cu studiul stabilității sistemelor de corpuri cerești. Partea mecanicii cerești care se ocupă cu determinarea orbitelor corpurilor cerești din observații și a efemeridelor lor (pozițiile aparente) se mai numește, uneori, *Astronomie teoretică*. Partea mecanicii cerești care se ocupă cu studiul mișcării corpurilor cerești artificiale se numește *Cosmonautică*.

Cele două ramuri ale Astronomiei, prezentate mai sus, constituie *Astronomia clasică* (sau scurt *Astronomia*).

3°. **Astrofizica** — studiază structura, proprietățile fizice și compoziția chimică a corpurilor cerești. Se subîmparte în

(1) *Astrofizica practică* — studiază instrumentele și aparatele de cercetare astrofizică și elaborează metode practice de cercetare.

(2) *Astrofizica teoretică* — pe baza legilor fizicii, interpretează teoretic fenomenele astrofizice observate.

Unele domenii ale astrofizicii poartă denumirea metodelor specifice de cercetare. De exemplu *Radioastronomia* — cercetează radiația în domeniul radio a corpurilor cerești și mediului interplanetar (interstelar), aplicînd metodele fizicii undelor radio.

4°. **Astronomia stelară** — studiază legitățile în distribuția și mișcarea stelelor, sistemelor stelare și materiei interstelare, cu luarea în considerare a particularităților lor fizice.

Partea Astronomiei stelare care se ocupă de sistemele dinafara Galaxiei noastre e numită, uneori, *Astronomie extragalactică*.

5°. **Cosmogonia** — cercetează problemele originii și evoluției corpurilor cerești, inclusiv a Pămîntului.

6°. **Cosmologia** — studiază legitățile generale ale structurii și dezvoltării Universului, considerat ca un tot.

Cosmogonia și Cosmologia se bazează pe rezultatele obținute de celelalte patru ramuri ale Astronomiei.

Astrofizica, Astronomia stelară, Cosmogonia și Cosmologia sînt reunite, uneori, sub numele de *Astronomie modernă*. Alteori se folosește denumirea de *Astrofizică* pentru toate aceste patru ramuri, incluzînd ca o parte *Astrofizica propriu-zisă*.

Între cele șase ramuri ale Astronomiei nu există o delimitare riguroasă. Numeroase probleme sînt cercetate simultan de mai multe ramuri ale Astronomiei. În prezent asistăm, tot mai mult, la un *transfer*, nu numai de informații, ci și de metode dintr-o ramură în alta. Din motive de ordin metodologic vom împărți expunerea noastră asupra studiului Universului în două volume: Astronomia și Astrofizica.

§ 0.5. Descrierea sumară a părții accesibile a Universului (Metagalaxia)

Pămîntul este un corp rece (fără lumină proprie), aproape sferic (avînd raza medie $R_\oplus = 6371$ km), care gravitează în jurul Soarelui la distanța medie $r_\odot \equiv 1$U.A. $= 149\,600\,000$ km.

Asemenea lui mai sînt opt corpuri, numite planete (în ordinea distanței de la Soare: Mercur, Venus, apoi Marte, Jupiter, Saturn, Uranus, Neptun și Pluton) ce se mișcă în jurul Soarelui, corpul central al sistemului solar. Structura acestui sistem este

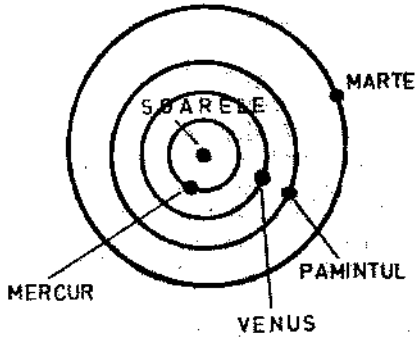
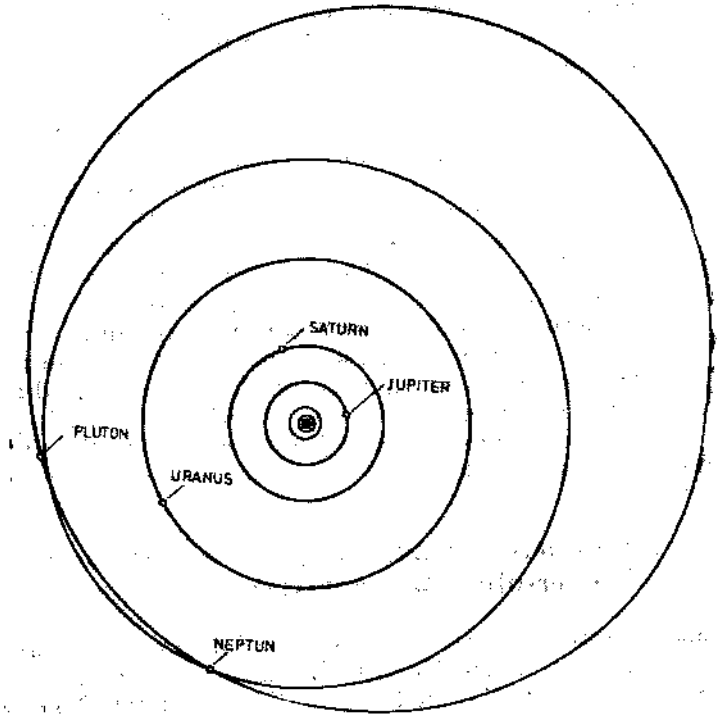


Fig. 0.1. Principalele corpuri din sistemul solar: Soarele și planetele mari. Orbitele planetelor sînt, de fapt, eliptice și nu sînt situate în același plan (cf. cap. 7).



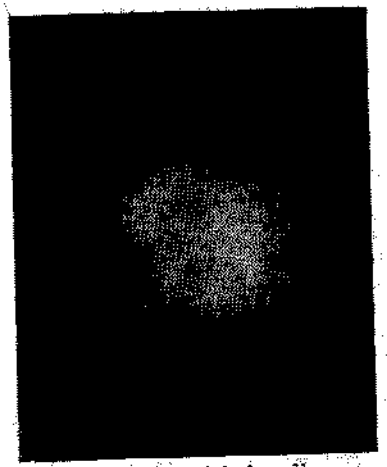


Fig. 0.2. Roiul globular din constelația Hercule.

dată în figura 0.1. După cum se vede în schema de la pag. 14, sistemul solar mai cuprinde și alte corpuri care constituie *materia organizată* a sistemului, precum și *materie neorganizată*. Interacțiunea dintre cele două forme ale materiei se realizează prin intermediul *cîmpurilor* (gravific, radiativ etc.) care reprezintă o altă formă de manifestare a materiei (diferită de substanță).

Soarele este una din miliardele de stele ale Galaxiei noastre (dintre care cea mai apropiată este Proxima Centauri, la 4,3 ani lumină — a.l. —). Unele dintre aceste stele posedă sisteme planetare — probabil asemănătoare cu al nostru. Stelele, sistemele planetare, roiurile de stele etc. formează materia organizată a Galaxiei noastre, care mai cuprinde materia neorganizată și cîmpurile. Regiunea cu densitate stelară maximă (ca număr de stele pe unitatea de volum) este regiunea Galaxiei din jurul planului ecuatorului galactic, care se observă cu ochiul liber, pe cerul perfect senin, sub forma unei fîșii (benzi) luminoase, numită *Calea Lactee*. Stelele nu sînt repartizate uniform în Galaxie. În anumite regiuni, densitatea lor este mai mare, grupîndu-se în roiuri de stele, asociații etc.

Galaxia este un sistem stelar gigantic, avînd un număr de circa $2 \cdot 10^{11}$ stele. Are o formă lenticulară cu un bulb central numit nucleul Galaxiei (fig. 0.3).

Dimensiunile Galaxiei sînt cele din fig. 0.3, Soarele fiind situat aproape de planul ecuatorului galactic, la 30 000 a.l. de centru.

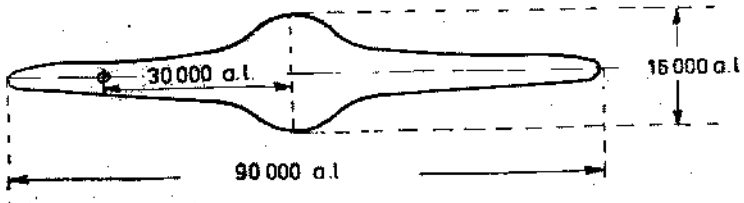
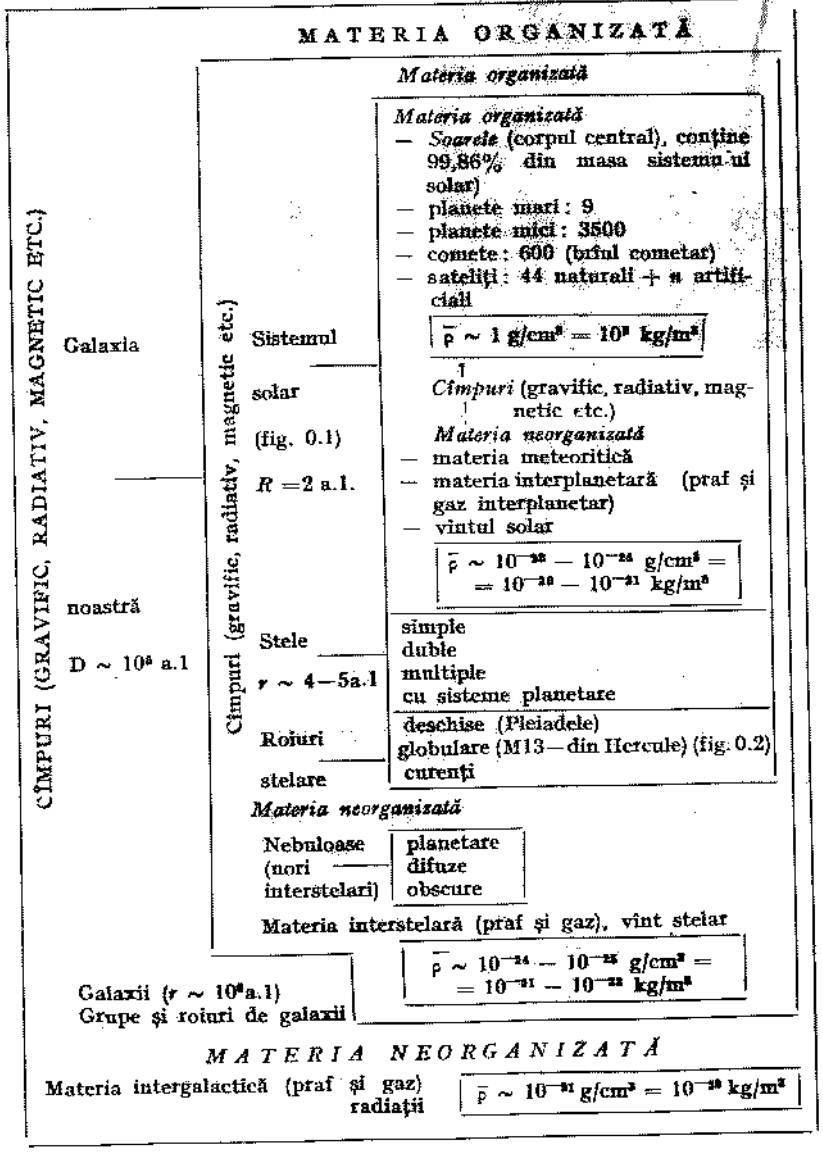


Fig. 0.3. Secțiune meridiană (schematică) a Galaxiei noastre.

SCHEMA PĂRȚII ACCESIBILE A UNIVERSULUI (METAGALAXIA)

S-a notat cu r — distanța, cu R — raza, cu D — diametrul unui anumit sistem, iar cu ρ — densitatea medie corespunzătoare.



Secțiunea Galaxiei prin planul ecuatorului galactic prezintă brațe spirale, legate de prezența cîmpului magnetic galactic.

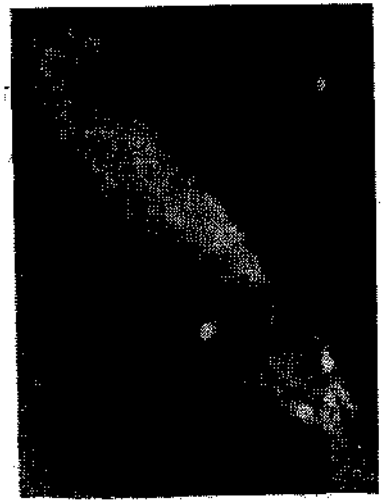


Fig. 0.4. Galaxia din constelația Andromeda.

În afara Galaxiei noastre se găsesc alte galaxii, cu dimensiuni de zeci — sute de mii de ani lumină. Distanțele dintre ele sînt de zeci de ori mai mari decît dimensiunile lor. O galaxie conține de la sute de milioane la sute de miliarde de stele. Cea mai apropiată galaxie de Galaxia noastră și asemănătoare cu ea este galaxia din Andromeda (fig. 0.4), care este situată la aproape $2 \cdot 10^6$ a.l. și conține peste $3 \cdot 10^{11}$ stele (Galaxiile pitice Norii lui Magelan și sistemele din Sculptorul și Cuptorul, care ca și Galaxia din Andromeda, fac parte din grupul local al Galaxiei noastre, sînt mai apropiate decît aceasta).

Galaxiile se îngrămădesc în grupe de galaxii și roiuri de galaxii. În spațiul dintre galaxii avem materia intergalactică. Totalitatea galaxiilor cunoscute, materia intergalactică și cîmpurile corespunzătoare formează *Metagalaxia* — care se poate defini ca fiind partea Universului care este accesibilă observațiilor astronomice. Metagalaxia nu este un sistem material de ordin superior Galaxiei, ci o denumire convențională pentru spațiul accesibil observațiilor actuale. Raza Metagalaxiei crește odată cu perfecționarea instrumentelor și tehnicilor de observație. În prezent, raza Metagalaxiei este de $15 \cdot 10^9$ a.l.

Observațiile arată că spațiul dintre planete, dintre stele, dintre galaxii nu este vid, ci este umplut cu materie (din ce în ce mai rarefiată), demonstrînd că ***nu există spațiu fără materie.***

În Metagalaxie, totul, întreagă materia este în *continuă mișcare și transformare*. Mișcarea este o proprietate fundamentală a materiei, un atribut permanent, veșnic al acesteia. Mișcarea este indestructibilă ca și materia, neputînd fi „creată" sau „distrusă", ci numai transformată dintr-o formă în alta, ca rezultat al *automișcării* materiei.

Capitolul 1

ASTRONOMIA SFERICĂ

§ 1.1. Poziţiile aparente ale aştrilor. Constelaţiile

Privind cerul înstelat, din orice punct al suprafeţei Pămîntului, **avem totdeauna** impresia că toate corpurile cereşti (aştrii) se găsesc la aceeaşi distanţă de noi, pe suprafaţa interioară a unei sfere, care în vorbirea curentă se numeşte *bolta cerească*, sau simplu, *cer*.

Ziua, cerul senin are culoare albastră (datorită difuziei luminii Soarelui), iar pe el se observă un astru strălucitor — Soarele. Uneori se observă ziua şi Luna, iar seara şi dimineaţa — planetele mai strălucitoare (mai ales Venus — numită Luceafărul).

Noaptea, cerul senin apare întunecat, iar pe el se observă stelele, planetele, Luna, cometele şi alţi aştri. Prima impresie produsă de cerul înstelat este numărul foarte mare de stele şi aşezarea lor dezordonată. În realitate, cu ochiul liber, dintr-un punct oarecare de pe Pămînt, nu putem observa mai mult de 3000 de stele; deci pe întreg cerul se vor observa circa 6000 de stele.

Poziţiile relative ale stelelor nu se schimbă sensibil (pentru ochiul liber) în sute sau chiar mii de ani. Acest fapt ne permite să ne orientăm printre miile de stele. În acest scop, încă din antichitate stelele strălucitoare au fost reunite în anumite grupe sau figuri numite *constelaţii*. Acestora li s-au dat nume de animale (Ursa mare, Taurul, Leul etc.), de eroi ai mitologiei greceşti (Hercule, Andromeda, Perseu etc.), de obiecte sau figuri geometrice (Balanţa, Săgeata, Triunghiul, Coroana Boreală etc.).

Începînd din secolul al XVII, stelele individuale din constelaţii, au început să fie notate cu literele alfabetului grecesc. Mai tîrziu pentru stelele mai slabe s-a introdus numerotarea cu numere arabe. Stelele strălucitoare (circa 130) poartă şi nume

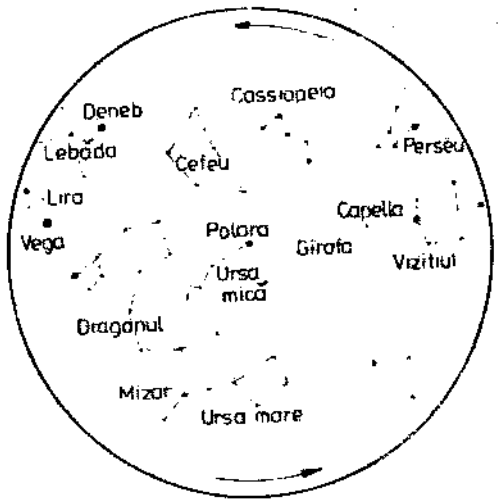


Fig. 1.1. Constelaţiile circumpolare.

proprii: α din Vizitiul — Capella, α din Lyra—Vega, α din Orion—Betelgeuse etc.

În prezent întreg cerul este împărţit în 88 de regiuni, denumite după constelaţiile corespunzătoare. Lista constelaţiilor este dată în Anexa 1. Constelaţiile sînt *figuri aparente*; între stelele unei constelaţii, în general, nu există o legătură fizică.

În figura 1.1 sînt date constelaţiile circumpolare.

§ 1.2. Sfera cerească. Mişcarea diurnă aparentă

Pentru determinarea poziţiilor aparente şi a mişcărilor aparente ale corpurilor cereşti nu este necesar să cunoaştem distanţele pînă la ele, deoarece toate ne *apar situate* pe suprafaţa interioară a unei anumite sfere de rază arbitrară. Astfel, determinarea poziţiilor aparente înseamnă determinarea direcţiilor corpurilor cereşti, faţă de un anumit punct din spaţiu în care se găseşte (în mod real sau închipuit) observatorul. Aceste direcţii se fixează în raport cu anumite repere luate pe sferă. Întrucît cu ochiul liber nu putem evalua distanţele reale ale corpurilor

cereşti, avem impresia că toate acestea se găsesc la aceeaşi distanţă, ca şi cum ar fi proiectate pe o sferă. Astfel, constelaţiile sînt figuri aparente pe această sferă, figuri pe care se proiectează toate corpurile cereşti dintr-un anumit unghi solid (con) cu vîrful în centrul sferei.

Sfera închipuită de rază arbitrară, cu centrul într-un punct arbitrar din spaţiu, pe suprafaţa căreia ne apar situate corpurile cereşti la un anumit moment, din punctul considerat din spaţiu, se numeşte *sferă cerească*.

Raza sferei cereşti fiind arbitrar de mare, în numeroase probleme dimensiunile Pămîntului se pot neglija în raport cu această rază (putînd considera centrul Pămîntului ca centru al sferei cereşti, pentru observaţii terestre). Acest lucru nu este valabil dacă observaţiile se referă la corpurile din sistemul solar şi mai ales la sateliţii artificiali ai Pămîntului.

Dacă observăm cîteva ore cerul înstelat, avem impresia că sfera cerească, în întregime, se roteşte (ca un rigid) de la Răsărit spre Apus, cu o perioadă de 24 de ore. Acest fenomen se numeşte *mişcarea de rotaţie diurnă aparentă a sferei cereşti* (sau simplu mişcarea diurnă aparentă). Fenomenul se poate pune mai bine în evidenţă cu ajutorul unei camere fotografice orientate, aproximativ, spre steaua Polară (fig. 1.2). În cîteva ore fiecare stea va descrie pe clişeu cîte un arc de cerc. Toate cercurile corespunzătoare au acelaşi centru, situat într-un punct (apropiat de Polară) numit *Pol Nord ceresc*, P. Punctul de pe sfera cerească, diametral opus acestuia, vizibil din emisfera sudică a Pămîntului, se numeşte *Pol Sud ceresc*, P'. Dreapta (diametrul sferei cereşti) care uneşte cei doi poli se numeşte *axa lumii*. Toate punctele sferei cereşti (toţi aştrii) participă la mişcarea

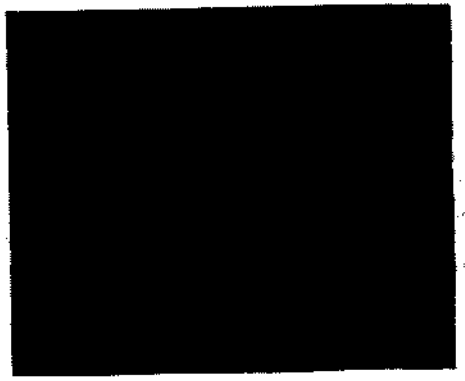


Fig. 1.2. Fotografie a unei regiuni a sferei cereşti, din vecinătatea stelei polare, care pune în evidenţă mişcarea de rotaţie diurnă (aparentă) a acesteia.

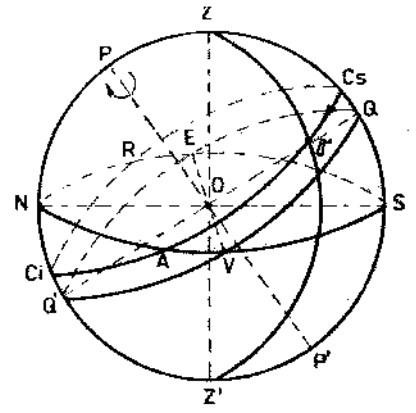


Fig. 1.3. Elementele sferei cereşti.

diurnă aparentă, mişcare care ne apare ca o rotaţie în jurul axei lumii. Observînd în nopţile senine mişcarea diurnă a stelelor şi Lunii, iar în zilele însorite mişcarea diurnă a Soarelui se constată că (în emisfera nordică a Pămîntului) rotaţia diurnă aparentă se efectuează în sens retrograd.

Se subînţelege că mişcarea diurnă a sferei cereşti este aparentă, mişcarea reală fiind (cum se va arăta în Cap. 5) mişcarea de rotaţie a Pămîntului de la Apus spre Răsărit în jurul axei proprii. Pentru rezolvarea problemelor Astronomiei este mai convenabil să se vorbească în termenii mişcării aparente, de aceea în continuare vom utiliza tot această terminologie. Axa lumii ne apare ca o prelungire a axei de rotaţie a Pămîntului (considerat de dimensiuni neglijabile) pînă la sfera cerească. Polii cereşti reprezintă, atunci, proiecţiile polilor terestri pe sfera cerească.

Planul perpendicular pe axa lumii PP', trecînd prin centrul sferei cereşti, se numeşte *plan ecuatorial*. Cercul mare QQ', după care acest plan intersectează sfera cerească, se numeşte *ecuator ceresc* (fig. 1.3). Proiecţia lui pe suprafaţa Pămîntului (de dimensiuni neglijabile) va fi *ecuatorul terestru*.

Direcţia firului cu plumb în locul de observaţie, ne defineşte o altă dreaptă importantă a sferei cereşti, numită *verticala locului*. Aceasta înţeapă sfera cerească în două puncte diametral opuse: *Zenitul*, Z, deasupra observatorului şi *Nadirul*, Z' — diametral opus. Planul perpendicular pe verticala locului, ce conţine centrul sferei cereşti, O, se numeşte *planul orizontului*. Cercul mare SN, după care acest plan intersectează sfera cerească,

se numește *orizont matematic* sau *adevărat*. Acesta nu trebuie confundat cu *orizontul aparent* — frontiera aparentă dintre cer și pămînt. Un plan care conține verticala locului se numește *plan vertical*. Semicercul mare ZσZ' (de pe sfera cerească, σ fiind poziția unui astru la un moment dat) se numește *semicerc vertical*, sau simplu — *vertical* al astrului.

Planul determinat de axa lumii și verticala locului, se numește *planul meridianului ceresc al locului*. Cercul mare după care acest plan intersectează sfera cerească, se numește *meridianul ceresc al locului*, sau scurt — meridianul locului. Acesta se proiectează pe suprafața Pămîntului (de dimensiuni neglijabile) după meridianul terestru corespunzător locului de observație. Intersecția planului meridianului cu planul orizontului este o dreaptă, NS, numită *meridiana locului*, care ne definește direcția Nord (N) — Sud (S), în punctul considerat. Dintre cele două puncte, punctul cardinal Nord (N) este cel mai apropiat de Polul Nord ceresc P (fig. 1.3). Planul ecuatorului ceresc intersectează planul orizontului după o dreaptă perpendiculară pe meridiana locului, care înțeapă sfera cerească în punctele cardinale Est (E) — Vest (V) (intersecțiile ecuatorului cu orizontul). Verticalul care trece prin punctul cardinal Est se numește *primul vertical*, iar cel ce trece prin punctul cardinal Vest se numește *al treilea vertical* (unii autori îl numesc ultimul vertical).

În mișcarea diurnă aparentă a sferei cerești, fiecare astru (punct) descrie un cerc paralel cu ecuatorul ceresc, numit *paralelul ceresc* sau *diurn* al astrului (punctului). Pentru unii aștri paralelul ceresc corespunzător intersectează orizontul în două puncte: R — punctul de răsărit — și A — punctul de apus. Aceștia sînt aștrii cu răsărit și apus. Aștrii ale căror paralele nu intersectează orizontul, se numesc aștrii circumpolari (nord și sud). Paralelul diurn al unui astru intersectează meridianul locului în două puncte: C_s — culminația superioară — și C_i — culminația inferioară. Arcul RC_sA se numește arcul diurn al astrului, iar arcul AC_iR este arcul „nocturn" corespunzător.

Ecuatorul ceresc intersectează meridianul ceresc al locului în două puncte: *punctul superior al ecuatorului* Q se găsește mai aproape de Zenit, iar *punctul inferior al ecuatorului* Q' este mai aproape de Nadir. Partea superioară a meridianului PZQSP' se numește *meridian superior*, iar partea sa inferioară PNQ'Z'P' — *meridian inferior*.

Modul cum apare mișcarea diurnă depinde de locul de observație. Astfel fig. 1.3 prezintă mișcarea diurnă așa cum este văzută de un observator situat în emisfera nordică a Pămîntului, la o latitudine medie. Fig. 1.4, 1.5 și 1.6 prezintă mișcarea diurnă, pentru observatori situați respectiv la polul nord (terestru), ecuator și polul sud.

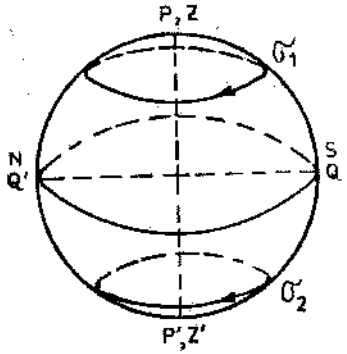


Fig. 1.4. Mișcarea diurnă pentru un observator situat la polul nord.

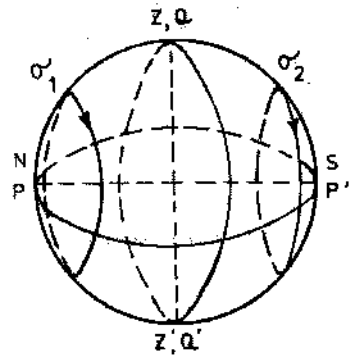


Fig. 1.5. Mișcarea diurnă pentru un observator situat la ecuator.

Pentru stele punctele de răsărit și de apus, ca și paralelele diurne nu se schimbă de la o zi la alta (numai după intervale foarte mari de timp și prin măsurări de mare precizie se pot pune în evidență mici variații în mișcarea lor diurnă). Spre deosebire de stele, Soarele și Luna prezintă variații vizibile ale mișcării diurne. Punctele lor de răsărit și apus, precum și paralelele diurne corespunzătoare variază continuu, de la o zi la alta. Soarele se deplasează printre stele cu circa 1° pe zi. Asupra acestei probleme vom reveni în § 1.6. De asemenea Luna se deplasează printre constelații cu circa 13° pe zi, datorită mișcării pe care o efectuează în jurul Pămîntului.

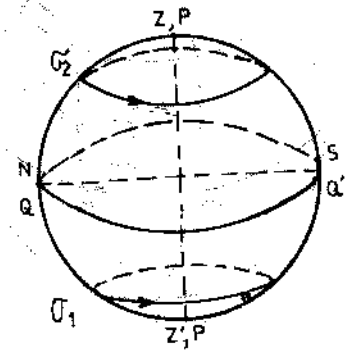


Fig. 1.6. Mișcarea diurnă pentru un observator situat la polul sud.

Împărțirea aștrilor în aștri cu răsărit și apus, și aștri circumpolari depinde de locul de observație (poziția observatorului pe suprafața Pământului). Astfel, în particular, la ecuator toate stelele sînt cu răsărit și apus, în timp ce la poli — toate sînt circumpolare, așa cum se observă din fig. 1.4, 1.5 și 1.6.

§ 1.3. Coordonate geografice

Se poate considera, în prima aproximație, că Pămîntul are o formă sferică (forma reală, exactă, a Pămîntului va fi discutată în cap. 5). Pămîntul execută o mișcare de rotație — cu o perioadă de circa 24 de ore — în jurul *axei de rotație* proprie, care intersectează suprafața sa în două puncte: p — *polul nord geografic* (sau terestru) și p' — *polul sud geografic*. Pol nord este acela din direcția căruia rotația Pămîntului se observă efectuîndu-se în sens trigonometric direct. Planul perpendicular pe axa de rotație trecînd prin centrul T al Pămîntului este planul ecuatorului, iar cercul mare qq' după care acest plan intersectează suprafața Pămîntului este *ecuatorul terestru*. Cercurile mici de pe suprafața Pămîntului, avînd planele paralele cu planul ecuatorului, se numesc *paralele geografice*.

Fie un punct O pe suprafața Pămîntului (locul de observație). Semicercul mare pOO_ep' se numește *meridian geografic* al punctului O (fig. 1.7). Meridianul pGG_ep' al Observatorului astro-

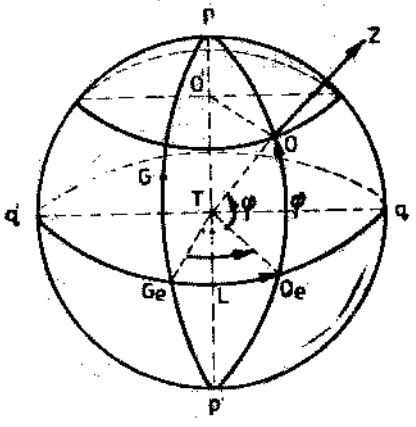


Fig. 1.7. Coordonatele geografice.

nomic Greenwich (Anglia) se consideră *meridianul zero* sau *meridianul origine*. Antimeridianul acestuia (în același plan — dar în partea opusă a Pămîntului), împreună cu meridianul origine împart suprafața Pămîntului în două emisfere: *estică* și *vestică*.

Poziția unui punct O pe suprafața Pămîntului, considerat sferic ($TO = R_\oplus = \text{const}$), este determinată prin două coordonate sferice, numite coordonate geografice, și anume:

— *Latitudinea geografică*, φ — este unghiul format de verticala locului cu planul ecuatorului terestru. Dacă Pămîntul este considerat sferic, verticala locului (punctului O), OZ, trece prin centrul Pămîntului. Deci:

$$\varphi = \sphericalangle O_eTO = \widehat{O_eO}; \qquad -90° \leqslant \varphi \leqslant 90° \qquad (1.1)$$

Latitudinea geografică este pozitivă în emisfera nordică și negativă în emisfera sudică, măsurîndu-se pe meridian de la ecuator spre poli.

— *Longitudinea geografică*, L, — este unghiul diedru format de planul meridian al locului cu planul meridianului origine.

$$L = \sphericalangle G_eTO_e = \widehat{G_eO_e}; \quad 0° \leqslant L \leqslant 360° \text{ sau } 0^h \leqslant L \leqslant 24^h \quad (1.2)^*$$

Vom considera că longitudinea se măsoară, pe ecuator, de la meridianul origine spre Est, adică în sensul rotației Pămîntului, care este direct (mișcarea diurnă aparentă se efectuează în sens retrograd).

§ 1.4. Coordonate cerești

Poziția unui punct M în spațiu poate fi determinată fie prin coordonatele carteziene rectangulare x, y, z; fie prin coordonatele sferice r, θ, Φ (fig. 1.8) unde:

$r = \overline{OM}$ — raza vectoare
$\theta = \sphericalangle zOM$ — „colatitudinea"
$\Phi = \sphericalangle xOM'$ — „longitudinea".

---

* Geografii consideră că $-180° \leqslant L < 180°$, longitudinea fiind considerată pozitivă în emisfera estică și negativă în emisfera vestică. Conform figurii, aici longitudinea s-a considerat pozitivă spre Est. Unii autori consideră longitudinea ca fiind pozitivă spre Vest.

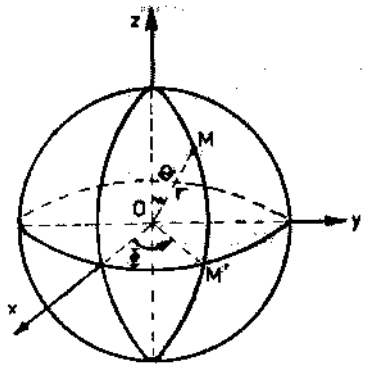


Fig. 1.8. Coordonate sferice.

De la un sistem de coordonate se poate trece la celălalt prin relațiile cunoscute

$$\left.\begin{aligned} x &= r \sin\theta \cos\Phi \\ y &= r \sin\theta \sin\Phi \\ z &= r \cos\theta \end{aligned}\right\} \qquad (1.3)$$

Aștrii ne apar situați pe o suprafață sferică (sfera cerească), de aceea în Astronomie este convenabilă utilizarea coordonatelor sferice. Deoarece raza sferei (arbitrar de mare) este constantă ($r = R = \text{const.}$), poziția astrului se va determina prin două coordonate: coordonatele unghiulare θ, Φ. În acest fel noi fixăm numai *direcția spre astru* (poziția aparentă). Vom vedea în cap. 4 cum se determină cea de-a treia coordonată, r, pentru că în realitate aștrii sînt la distanțe diferite.

În Astrometrie se utilizează mai multe sisteme de coordonate sferice, numite coordonate cerești (fixează poziția aparentă a astrului pe sfera cerească). Ceea ce deosebește un sistem de altul este modul cum se alege planul fundamental (xOy), axa fundamentală (Oz), sensul pozitiv (în care se face măsurarea) și originea coordonatelor. Vom introduce în acest paragraf trei asemenea sisteme, și anume:

1°. **Sistemul de coordonate orizontale.** În acest sistem de coordonate se ia ca plan fundamental — planul orizontului. Cercul mare corespunzător — numit cerc fundamental — va fi orizontul matematic SN. Ca axă fundamentală se ia verticala locului ZZ'. Considerăm că planul meridianului locului coincide cu planul figurii (fig. 1.9) Diametrul SN va fi meridiana locului.

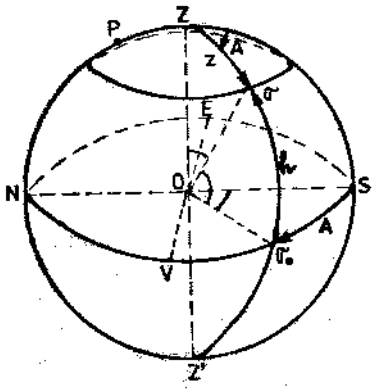


Fig. 1.9. Coordonatele orizontale.

Să considerăm un astru σ al cărui vertical $Z\sigma Z'$ intersectează orizontul matematic în σ_0. Coordonatele orizontale ale astrului σ sînt:

— *Înălțimea*, h — este unghiul format de raza vectoare, $O\sigma$, a astrului cu planul orizontului. Se măsoară pe verticalul astrului, de la orizont spre Zenit (respectiv spre Nadir).

$$h = \sphericalangle\, \sigma_0 O\sigma = \overset{\frown}{\sigma_0\sigma}; \quad -90° \leqslant h \leqslant 90° \qquad (1.4)$$

$h > 0$ — înălțimea deasupra orizontului.
$h < 0$ — depresiunea sub orizont.

Raza vectoare a unui astru (punctiform) care emite radiații în spectrul vizibil este materializată prin raza de lumină corespunzătoare. De aceea în loc de rază vectoare se utilizează frecvent denumirea de rază vizuală. Întrucît astăzi numeroși aștri sînt puși în evidență pe baza radiațiilor din afara spectrului vizibil, vom utiliza denumirea mai generală de rază vectoare. Nu vom uita însă că în fig. 1.9 (și următoarele) σ este proiecția stelei pe sfera cerească (nu poziția reală în spațiu).

— *Azimutul*, A — este unghiul format de planul vertical al astrului cu planul meridianului locului. Se măsoară pe orizont de la punctul Sud spre punctul Vest, în sens retrograd (sensul mișcării diurne aparente).

$$A = \sphericalangle\, SO\sigma_0 = \overset{\frown}{S\sigma_0}; \quad 0° \leqslant A \leqslant 360° \qquad (1.5)$$

Adesea (mai ales în măsurări pe uscat), în locul înălțimii se utilizează *distanța zenitală*, z, care este unghiul format de

raza vectoare a astrului cu verticala locului. Se măsoară pe verticalul astrului, de la zenit spre orizont.

$$z = \sphericalangle ZO\sigma; = \widehat{Z\sigma};\ 0° \leqslant z \leqslant 180° \qquad (1.6)$$

Din figură se observă că între z și h avem relația

$$z + h = 90° \qquad (1.7)$$

Prin urmare coordonatele orizontale sînt (A, h) sau (A, z).

Cercul paralel cu orizontul, trecînd prin astrul σ, se numește cerc de înălțime al astrului sau *almucantarat*.

În geodezie azimutul se măsoară de la punctul Nord, numindu-se azimut geodezic, spre deosebire de azimutul astronomic, definit prin (1.5).

Coordonatele orizontale au avantajul că sînt ușor accesibile, putîndu-se măsura în orice loc cu ajutorul instrumentului universal (teodolitul). Ele depind de locul de observație, de aceea se mai numesc și coordonate locale. Depind, de asemenea, de timp; astfel că variază atît cu locul, cît și cu timpul, nefiind coordonate caracteristice pentru un astru dat.

2°. **Sistemul de coordonate orare.** Se ia, ca plan fundamental, planul ecuatorului ceresc (ecuatorul QQ' — cerc fundamental), iar ca axă fundamentală — axa lumii PP' (fig. 1.10). Fie planul

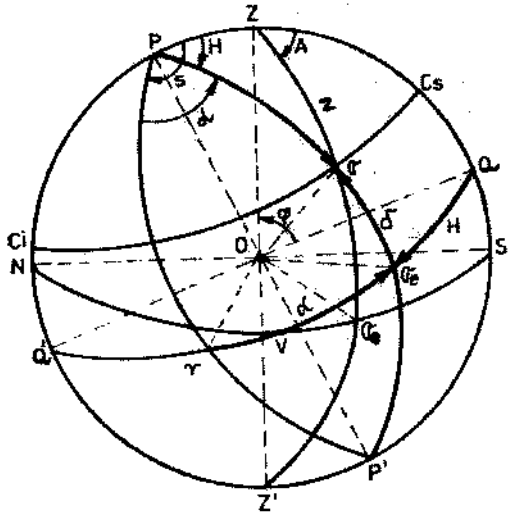


Fig. 1.10. Coordonatele orare și coordonatele ecuatoriale.

meridianului în planul figurii. Cercul mare determinat de polii P,P' și astrul σ se numește *cerc orar* sau *cerc de declinație*, iar planul corespunzător se numește *plan orar*.

Fie σ_e intersecția semicercului orar al astrului cu ecuatorul. Coordonatele orare ale astrului sînt:

— *Declinația*, δ — este unghiul format de raza vectoare a astrului cu planul ecuatorului. Se măsoară pe cercul orar, de la ecuator spre cei doi poli.

$$\delta = \sphericalangle \sigma_e O\sigma = \widehat{\sigma_e\sigma};\qquad -90° \leqslant \delta \leqslant 90° \qquad (1.8)$$

— *Unghiul orar*, H — este unghiul format de planul orar ($P\sigma P'$) al astrului cu planul meridianului locului. Se măsoară pe ecuator, de la meridian spre punctul cardinal Vest, în sens retrograd

$$H = \sphericalangle QO\sigma_e = \widehat{Q\sigma_e};\ 0° \leqslant H \leqslant 360° \text{ sau } 0^h \leqslant H \leqslant 24^h \qquad (1.9)$$

Deoarece în mișcarea diurnă aparentă astrul descrie un cerc paralel cu ecuatorul, înseamnă că distanța unghiulară dintre astru și ecuator (arcul $\widehat{\sigma_e\sigma}$) rămîne constantă, adică declinația δ este o coordonată caracteristică a astrului. Unghiul orar H, însă, nu este constant, ci variază cu timpul, depinzînd, de asemenea, de locul de observație (prin poziția meridianului). De aceea coordonatele (H, δ) se mai numesc *semilocale*.

Unghiul orar variază proporțional cu timpul, reflectînd „uniformitatea" rotației terestre, fapt important la măsurarea timpului, în care scop se utilizează unghiurile orare ale anumitor repere. De aceea unghiul orar se exprimă adesea în unități de timp, pe baza corespondenței: $360° \leftrightarrow 24^h$.

Uneori, în locul declinației δ, se utilizează *distanța polară*, p, care este unghiul format de raza vectoare a stelei cu axa lumii. Se măsoară pe cercul orar de la Polul Nord ceresc, P, spre ecuator.

$$p = \sphericalangle PO\sigma = \widehat{P\sigma};\ 0° \leqslant p \leqslant 180° \qquad (1.10)$$

Din figură se observă că între p și δ avem relația

$$p + \delta = 90° \qquad (1.11)$$

3°. **Sistemul de coordonate ecuatoriale.** Se iau același plan fundamental (cerc fundamental) și axă fundamentală ca și la

sistemul de coordonate orare, dar pentru unghiul măsurat în planul ecuatorului se alege o altă origine și se schimbă sensul de măsurare. Coordonatele ecuatoriale ale astrului sînt:

— *Declinația*, δ — definită la sistemul de coordonate orare.

— *Ascensia dreaptă*, α — este unghiul format de planul orar al astrului cu planul orar al punctului vernal γ (punctul echinocțiului de primăvară — vezi §1.6 din acest capitol). Se măsoară pe ecuator, de la punctul vernal (fig. 1.10) în sens direct (sensul invers mișcării diurne aparente).

$$\alpha = \sphericalangle \gamma O \sigma_e = \overset{\frown}{\gamma \sigma_e}; 0° \leqslant \alpha \leqslant 360° \text{ sau } 0^h \leqslant \alpha \leqslant 24^h \qquad (1.12)$$

Deoarece punctul vernal participă și el la mișcarea diurnă aparentă, odată cu astrul, înseamnă că ascensia dreaptă α este constantă, fiind o coordonată caracteristică a astrului, ca și declinația δ. Ca și unghiul orar H, ascensia dreaptă α se exprimă adesea în unități de timp.

§ 1.5. Relațiile dintre coordonatele cerești și cele geografice

Între coordonatele cerești și cele geografice există relații simple, utile fie la determinarea coordonatelor geografice ale unor puncte terestre pe baza observațiilor asupra unor stele de coordonate cunoscute, fie la determinarea coordonatelor cerești ale unor stele (aștri) care se observă din puncte terestre cu coordonate geografice cunoscute. Aceste relații sînt conținute în teoremele următoare:

Teorema 1°. Latitudinea geografică a locului de observație, φ, este egală cu înălțimea polului ceresc P deasupra orizontului, $h(P)$, și de asemenea cu declinația zenitului locului de observație $\delta(Z)$, adică

$$\varphi = h(P) = \delta(Z) \qquad (1.13)$$

Demonstrație. Considerăm o secțiune a sferei cerești topocentrice* prin planul meridianului locului de observație O (fig. 1.11). Fie pp' axa de rotație a Pămîntului și pqp'q' meridianul terestru al locului de observație (qq'-intersecția dintre planul ecuatorului și planul meridianului). Fie, apoi, OZ-verticala locului, OP-axa lumii, NS-meridiana locului. Semicercul NPZS este meridianul ceresc al locului de observație. Instersecția dintre planul meridianului și planul ecuatorului ceresc este OQ. Prin definiție $\varphi = \sphericalangle qTZ$. Dar din figură se observă că $OP \| pp'$ și $OQ \| qq'$ (raza sferei cerești este arbitrar de mare). Rezultă $\varphi = h(P)$, apoi $\delta(Z) = \varphi$, deci relațiile (1.13).

* Am văzut că centrul sferei cerești poate fi ales într-un punct arbitrar. În funcție de problema studiată, acest centru se poate alege în locul de observație (sfera cerească topocentrică), în centrul Pămîntului (sfera cerească geocentrică), în centrul Soarelui (sfera cerească heliocentrică) etc.

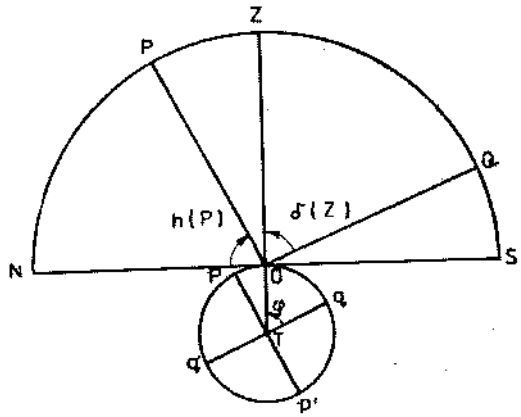


Fig. 1.11. Relația dintre înălțimea polului P, declinația zenitului și latitudinea geografică.

În raport cu distanțele corpurilor cerești, dimensiunile Pămîntului se pot neglija (exceptînd corpurile din sistemul planetar, așa cum se va vedea în cap. 4), astfel că centrul sferei cerești se confundă practic cu centrul Pămîntului (O se confundă cu T), axa lumii OP se confundă cu axa de rotație a Pămîntului pp'. De asemenea putem considera că dreptele OQ și q'q coincid.

Fie atunci, o secțiune a sferei cerești (geocentrice) prin planul meridianului locului. Fie ZZ'-verticala locului, PP' — axa lumii, SN — meridiana locului și QQ' intersecția dintre planul ecuatorului și planul meridianului (fig. 1.12). Fie z_m distanța zenitală meridiană a unui astru de declinație δ, observat la culminație, într-un loc de latitudine geografică φ. Atunci se poate enunța teorema următoare:

Teorema 2°. Pentru un astru la culminația superioară este valabilă relația:

$$\varphi = \delta \pm z_m \qquad (1.14)$$

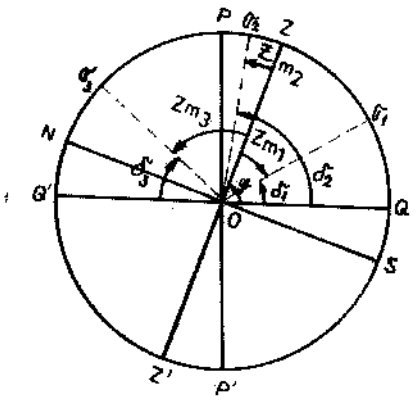


Fig. 1.12. Secțiune meridiană a sferei cerești.

luîndu-se semnul (+) pentru culminația la sud de Zenit și (−) la nord de Zenit; în timp ce la culminația inferioară este valabilă relația

$$\varphi = 180° - (\delta + z_m) \qquad (1.15)$$

Demonstrație. Din figură se observă că pentru astrul σ_1, avînd culminația superioară la sud de Zenit, avem $\varphi = \delta_1 + z_{m1}$. Pentru astrul σ_2, avînd culminația superioară la nord de Zenit, avem $\varphi = \delta_2 - z_{m2}$. Rezultă relația (1.14). Pentru astrul σ_3, care se află la culminația inferioară, avem $\varphi + z_{m3} + \delta_3 = 180°$, deci relația (1.15).

Teorema 3°. Diferența unghiurilor orare ale unui astru σ (reper $\mathcal{R}$) oarecare, pentru unul și același moment, față de două puncte diferite ale suprafeței Pămîntului, este egală numeric cu diferența longitudinilor geografice ale celor două puncte.

Demonstrație. Considerăm proiecția sferei cerești și a Pămîntului pe planul ecuatorului (fig. 1.13) (conform celor spuse

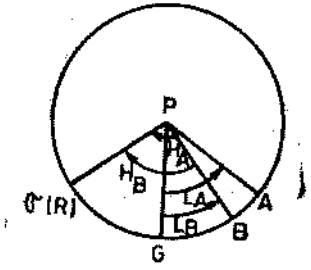


Fig. 1.13. Proiecția ecuatorială a sferei cerești.

înainte, planul ecuatorului ceresc și al ecuatorului terestru se confundă). Polul P (și polul p) se va proiecta în centrul cercului ecuatorial. Meridianele punctelor considerate A, B ca și meridianul G (Greenwich), se vor proiecta după raze ale cercului. Oricare ar fi steaua σ (reperul $\mathcal{R}$), din figură se vede că avem:

$$H_A - H_B = L_A - L_B \qquad (1.16)$$

§ 1.6. Mișcarea anuală aparentă a Soarelui și consecințele ei

1°. **Mișcarea anuală aparentă a Soarelui.** Observații îndelungate pun în evidență următoarele fenomene, care atestă existența mișcării anuale aparente a Soarelui:

— schimbarea continuă a punctelor de răsărit și apus ale Soarelui

— variația continuă (zilnică) a înălțimii Soarelui deasupra orizontului în meridian

— schimbarea continuă a aspectului cercului nocturn, astfel încît tot altă și altă constelație culminează la miezul nopții; adică Soarele trece tot prin alte și alte constelații situate în partea opusă a sferei cerești.

Existența mișcării anuale aparente* poate fi stabilită, mai exact, prin măsurarea zilnică a coordonatelor ecuatoriale ale Soarelui (la trecerea lui la meridian). Se constată astfel că Soarele se deplasează față de stele, descriind pe sfera cerească, într-un an de zile, un cerc mare numit *ecliptică*. Aceasta se poate defini ca fiind locul geometric al pozițiilor aparente ale Soarelui pe sfera cerească în timp de un an.

Soarele descrie ecliptica mișcîndu-se în sens direct. Planul eclipticii este înclinat față de planul ecuatorului cu unghiul $\varepsilon \simeq 23°27'$. În figura 1.14, cercul mare $\mathcal{SS}'$ este ecliptica. Diametrul sferei cerești, ΠΠ′, perpendicular pe planul eclipticii, se numește axa polilor ecliptici. Planul eclipticii intersectează planul ecuatorului ceresc după o dreaptă numită *linia nodurilor* (γ Ω).

* Se subînțelege că mișcarea descrisă aici este o mișcare aparentă, mișcarea reală fiind mișcarea de revoluție a Pămîntului în jurul Soarelui cu o perioadă de un an de zile (vezi cap. 5).

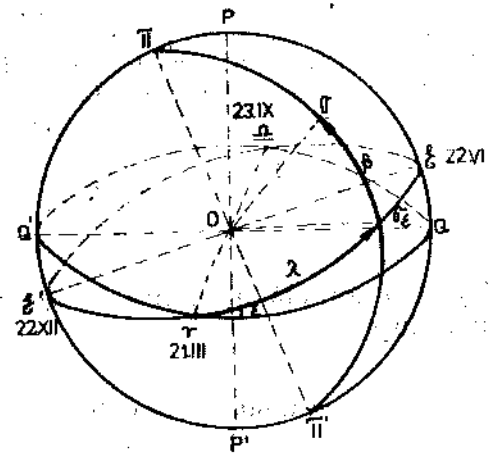


Fig. 1.14. Ecliptica și coordonatele ecliptice.

Ecuatorul ceresc și ecliptica se intersectează în două puncte: punctul γ numit punct *vernal* sau punctul echinocțiului de primăvară și punctul Ω numit punct *autumnal* sau punctul echinocțiului de toamnă. De aceea linia $\gamma\,\Omega$ se mai numește linia echinocțiilor. Punctul $\mathfrak{S}$ este punctul solstițiului de vară, iar $\mathfrak{S}'$ — punctul solstițiului de iarnă. Linia $\mathfrak{S}\mathfrak{S}'$ este linia solstițiilor. Cele patru puncte împart ecliptica în patru arce care corespund celor patru anotimpuri. Datele calendaristice din fig. 1.14 reprezintă zilele în care Soarele trece, în mișcarea anuală aparentă, prin punctele corespunzătoare. Arcele corespunzătoare celor patru anotimpuri și duratele medii ale acestora sînt:

$\gamma\mathfrak{S}$, 21.III—22.VI, primăvara, 93 zile
$\mathfrak{S}\Omega$, 22.VI—23.IX, vara, 93 zile
$\Omega\mathfrak{S}'$, 23.IX—22.XII, toamna, 90 zile
$\mathfrak{S}'\gamma$, 22.XII—21.III, iarna, 89 zile

Anotimpurile nu sînt egale deoarece mișcarea aparentă a Soarelui pe ecliptică (mai bine zis mișcarea reală a Pămîntului în jurul Soarelui) nu este uniformă, ci se efectuează după legea ariilor (vezi cap. 7). Deoarece viteza areolară este constantă, înseamnă că în punctul π (periheliu) viteza liniară a Pămîntului este mai mare decît în A (afeliu) (fig. 1.15). Astfel, cele patru arce de ecliptică, egale între ele, sînt parcurse neuniform de

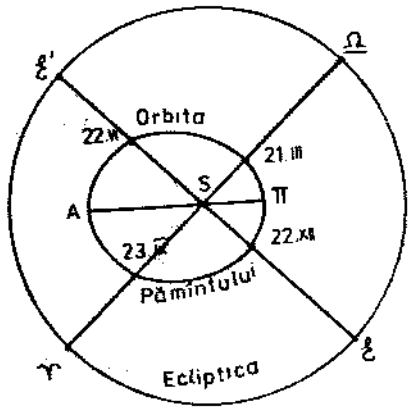


Fig. 1.15. Inegalitatea anotimpurilor.

către Soare, în mișcarea aparentă, iar duratele anotimpurilor sînt diferite. Mai sus s-au dat anotimpurile pentru emisfera boreală a Pămîntului. În emisfera australă, ele sînt inversate.

Intervalul de timp dintre două treceri consecutive ale Soarelui prin punctul vernal (în mișcarea sa anuală aparentă) se numește *an tropic*. Acesta stă la baza calendarului.

Zona de pe sfera cerească, din jurul eclipticii, avînd o lățime de 18° se numește *zodiac*. În această zonă se găsesc cele 12 constelații zodiacale, pe care Soarele le parcurge succesiv în mișcarea sa anuală aparentă. În medie, o asemenea constelație este parcursă într-o lună. Aceste constelații sînt: Berbecul, Taurul, Gemenii (Primăvara), Cancerul sau Racul, Leul, Fecioara (Vara), Balanța, Scorpia, Săgetătorul (Toamna), Capricornul, Vărsătorul și Peștii (Iarna).

Tot în această zonă se găsesc și planetele.

2°. **Consecințele mișcării anuale aparente a Soarelui.** Din mișcarea anuală aparentă a Soarelui decurg mai multe consecințe, și anume:

(1) *Succesiunea anotimpurilor.* Această succesiune a fost prezentată înainte, iar cauzele ei vor fi explicate în cap. 5.

(2) *Existența zonelor climaterice.* În cursul mișcării anuale aparente, declinația Soarelui, $\delta_\odot$, variază astfel că $-\varepsilon \leqslant \delta_\odot \leqslant \varepsilon$ unde $\varepsilon \simeq 23°27'$. Paralelul terestru pentru care $\varphi = \varepsilon$ se numește tropicul Racului. Punctele acestuia au Soarele la Zenit la solstițiul de vară. Paralelul de latitudine $\varphi = -\varepsilon$ este tropicul Capricornului (Soarele este la Zenit la solstițiul de iarnă). Paralelul de

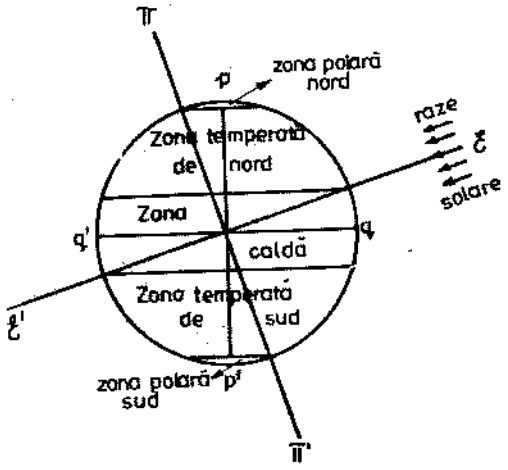


Fig. 1.16. Zonele climaterice.

latitudine $\varphi = 90° - \varepsilon$ este cercul polar de nord (Soarele este la orizont la solstițiul de iarnă), iar paralelul de latitudine $\varphi = -(90° - \varepsilon)$ este cercul polar de sud (Soarele este la orizont la solstițiul de vară). Tropicele și cercurile polare împart suprafața Pămîntului în cinci zone climaterice (fig. 1.16; direcția razelor Soarelui corespunde solstițiului de vară), și anume:

— zona caldă, pentru $-\varepsilon \leqslant \varphi \leqslant \varepsilon$ (între tropice). Se caracterizează prin faptul că punctele ei pot avea Soarele la Zenit (odată pe an la tropice și de două ori în interiorul zonei).

— Două zone temperate: pentru $\varepsilon < \varphi < 90° - \varepsilon$ — zona temperată de nord, iar pentru $-(90° - \varepsilon) < \varphi < -\varepsilon$ — zona temperată de sud;

— Două zone polare, pentru $\varphi \geqslant 90° - \varepsilon$ — zona polară de nord, pentru $\varphi \leqslant -(90° - \varepsilon)$ — zona polară de sud. Aceste zone se caracterizează prin existența zilelor și nopților polare (cu o durată mai mare de 24^h).

(3) *Inegalitatea zilelor și a nopților.* Să considerăm sfera cerească în proiecție pe planul meridianului locului. Deoarece în cursul mișcării anuale aparente declinația Soarelui $\delta_\odot$ variază, prin compunerea acestei mișcări cu mișcarea diurnă aparentă, va rezulta pentru Soare o mișcare aparentă, pe sfera cerească, în spirală. În fiecare zi Soarele va descrie o spiră, cuprinsă între paralelele limită corespunzătoare declinațiilor $\delta_\odot = -\varepsilon$ și $\delta_\odot = +\varepsilon$. Proiecția unei spire pe planul meridianului, va fi un segment, aproximativ paralel cu ecuatorul QQ' (fig. 1.17). Intersecția acestuia cu orizontul SN arată că la o latitudine φ oarecare, ziua și noaptea vor avea durate diferite, durate care variază atît cu $\delta_\odot$, cît și cu φ. Atunci cînd $\delta_\odot = \varepsilon$ avem în emisfera nordică a Pămîntului ziua cea mai lungă, iar cînd $\delta_\odot = -\varepsilon$ — noaptea cea mai lungă (pentru $\delta_\odot = 0$, ziua e egală cu noaptea — echinocțiu). Fenomenul se desfășoară invers în emisfera sudică.

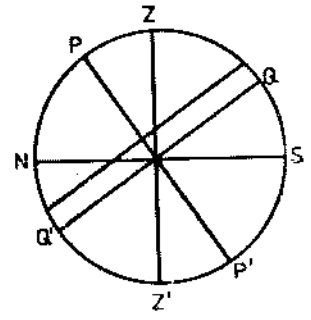


Fig. 1.17. Inegalitatea dintre zi și noapte.

În ceea ce privește variația în raport cu φ, avem următoarele cazuri limită:

— La ecuator, ziua este tot timpul egală cu noaptea.

— La poli, avem cîte o zi polară de 6 luni și o noapte polară de 6 luni (alternativ, la cei doi poli).

Între ecuator și cercurile polare avem zile și nopți normale (cu o durată mai mică de 24^h), iar în zonele polare avem zile și nopți polare (cu o durată mai mare de 24^h).

3°. **Sistemul de coordonate ecliptice.** Vom introduce acum un al patrulea sistem de coordonate cerești, sistemul de coordonate ecliptice. Utilizarea acestuia este convenabilă mai ales pentru determinarea pozițiilor corpurilor din sistemul planetar, care au planele orbitelor apropiate de planul eclipticii. În acest sistem se ia ca plan fundamental planul eclipticii (cerc fundamental — ecliptica), iar ca axă fundamentală — axa polilor ecliptici. Planul determinat de astrul σ și axa polilor ecliptici se numește *planul meridian ecliptic* al astrului. Semicercul mare $\Pi\sigma\Pi'$ se numește meridian ecliptic al astrului (fig. 1.14). Notăm cu σ_ε intersecția acestuia cu ecliptica. Coordonatele ecliptice ale astrului sînt:

— *Latitudinea ecliptică* (sau cerească), β, — este unghiul format de raza vectoare a astrului, $O\sigma$, cu planul eclipticii. Se

măsoară pe meridianul ecliptic, de la ecliptică spre cei doi poli ecliptici.

$$\beta = \sphericalangle\, \sigma_e O \sigma = \widehat{\sigma_e \sigma};\ -90^\circ \leqslant \beta \leqslant 90^\circ \qquad (1.17)$$

— *Longitudinea ecliptică* (sau cerească), λ, — este unghiul format de planul meridian ecliptic al astrului cu planul meridian ecliptic al punctului vernal. Se măsoară pe ecliptică, de la punctul vernal în sens direct

$$\lambda = \sphericalangle\, \gamma O \sigma_e = \widehat{\gamma \sigma_e};\ 0^\circ \leqslant \lambda \leqslant 360^\circ \qquad (1.18)$$

Coordonatele ecliptice nu se măsoară direct, ci se determină prin calcul, cunoscînd coordonatele ecuatoriale ale astrului și înclinarea eclipticii pe ecuator, așa cum se va arăta în § 1.8.

§ 1.7. Triunghiul sferic. Formulele lui Gauss

În cele ce urmează, vom prezenta cîteva noțiuni legate de triunghiul sferic și rezolvarea lui, indispensabile la rezolvarea problemelor de Astrometrie.

1°. **Triunghiul sferic.** Se numește triunghi sferic, figura de pe suprafața unei sfere date, formată de trei arce de cercuri mari neconcurente. Studiul triunghiului sferic, constituie obiectul trigonometriei sferice.

Ca și cel plan, triunghiul sferic are trei unghiuri și trei laturi. Prin unghi A înțelegem, în acest caz, unghiul diedru dintre planele cercurilor mari, care formează laturile triunghiului sferic ce se intersectează în A (fig. 1.18). Unghiul astfel definit, numit *unghi sferic*, se măsoară prin unghiul plan corespunzător, $\sphericalangle A'OC'$, sau prin arcul de „ecuator" corespunzător, $\widehat{A'C'}$, adică $A = \sphericalangle BAC = \sphericalangle A'OC' = \widehat{A'C'}$. Prin latura a, înțelegem măsura arcului $\widehat{BC}$ opus vîrfului A, adică $a = \widehat{BC} = \sphericalangle BOC$.

Laturile și unghiurile triunghiului sferic sînt mai mici de 180°. Suma unghiurilor triunghiului sferic este cuprinsă între 180° și 540°, iar suma laturilor — între 0° și 360°. Deoarece întotdeauna avem: $A + B + C > 180^\circ$, se definește excesul sferic, δ, ca fiind

$$\delta = A + B + C - 180^\circ \qquad (1.19)$$

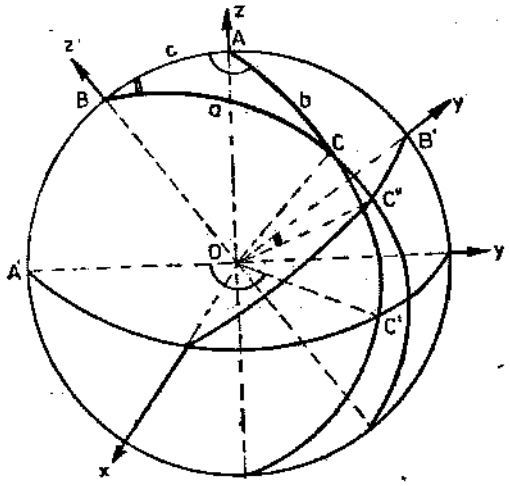


Fig. 1.18. Triunghiul sferic.

Între excesul sferic, δ, și aria triunghiului sferic, $\mathcal{S}$, avem relația

$$\delta = \mathcal{S}\,\frac{\pi r^2}{180^\circ} \qquad (1.20)$$

unde r este raza sferei pe suprafața căreia se află triunghiul sferic.

Se observă că triunghiul sferic are proprietăți diferite de cel plan. Înseamnă că formulele trigonometriei plane, nu se pot aplica direct la triunghiul sferic. De aceea, în continuare, vom deduce formulele fundamentale ale trigonometriei sferice.

2°. **Formulele lui Gauss.** Considerăm un triunghi sferic ABC, situat pe sfera de rază r și centru O. Fie $Oxyz$ un sistem direct de axe rectangulare, cu originea în centrul sferei, cu axa Oz trecînd prin vîrful A al triunghiului sferic și cu planul yOz conținînd latura $AB = c$ a triunghiului sferic. Fie, apoi, $Ox'y'z'$ un al doilea sistem direct de axe rectangulare, avînd aceeași origine, la care axa Ox' coincide cu axa Ox, iar axa Oz' trece prin vîrful B al triunghiului sferic (fig. 1.18).

Din figură se observă că: $\sphericalangle xOC' = A - 90^\circ$, $\sphericalangle zOC = b$, $\sphericalangle x'OC'' = 90^\circ - B$ și $\sphericalangle z'OC = a$. Deci coordonatele vîrfului

C al triunghiului sferic, față de cele două sisteme de coordonate vor fi respectiv:

$$\begin{cases} x = r \sin b \sin A \\ y = -r \sin b \cos A \\ z = r \cos b \end{cases}$$

$$\begin{cases} x' = r \sin a \sin B \\ y' = r \sin a \cos B \\ z' = r \cos a \end{cases}$$

Din figură se mai observă că de la un sistem de axe la celălalt putem trece printr-o rotație de unghi c. Deci între coordonatele x', y', z' și x, y, z avem relațiile ce rezultă din ecuația matriceală

$$\begin{pmatrix} x' \\ y' \\ z' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos c & \sin c \\ 0 & -\sin c & \cos c \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix}$$

Obținem astfel

$$\begin{cases} r \sin a \sin B = r \sin b \sin A \\ r \sin a \cos B = -r \sin b \cos c \cos A + r \cos b \sin c \\ r \cos a = r \sin b \sin c \cos A + r \cos b \cos c \end{cases}$$

Deoarece raza sferei este arbitrară, ($r \neq 0$), de aici rezultă

$$\left.\begin{aligned} \cos a &= \cos b \cos c + \sin b \sin c \cos A \\ \sin a \cos B &= \cos b \sin c - \sin b \cos c \cos A \\ \sin a \sin B &= \sin b \sin A \end{aligned}\right\} \qquad (1.21)$$

Formulele (1.21) sînt formulele fundamentale ale trigonometriei sferice (formulele lui Gauss). Ele sînt relații între laturile și unghiurile triunghiului sferic. Prima formulă exprimă teorema cosinusului pentru triunghiul sferic, iar ultima — teorema sinusului. A doua formulă este cunoscută sub numele de formula celor cinci elemente.

Prin permutări circulare se pot obține din (1.21) alte două grupe de formule analoage. Apoi, prin transformări algebrice și trigonometrice se pot obține multe alte formule utile în Astrometrie. Problemele care intervin mai frecvent în Astronomia sferică se pot rezolva cu ajutorul formulelor (1.21) sau a formu-

lelor ce permit exprimarea unghiurilor triunghiului sferic în funcție de laturi, pe care le prezentăm mai jos.

Rezolvînd prima ecuație (1.21) în raport cu $\cos A$, după transformări simple obținem

$$\sin \frac{A}{2} = \sqrt{\frac{\sin (p-b) \sin (p-c)}{\sin b \sin c}}, \quad \cos \frac{A}{2} = \sqrt{\frac{\sin p \sin (p-a)}{\sin b \sin c}}$$

unde $2p = a + b + c$ este perimetrul triunghiului sferic ABC. Prin permutări circulare se pot scrie formule analoage pentru unghiurile B și C. Astfel, pentru tangentele unghiurilor $A/2$, $B/2$, $C/2$ avem

$$\begin{aligned} \operatorname{tg} \frac{A}{2} &= \sqrt{\frac{\sin (p-b) \sin (p-c)}{\sin p \sin (p-a)}}, \quad \operatorname{tg} \frac{B}{2} = \sqrt{\frac{\sin (p-c) \sin (p-a)}{\sin p \sin (p-b)}}, \\ \operatorname{tg} \frac{C}{2} &= \sqrt{\frac{\sin (p-a) \sin (p-b)}{\sin p \sin (p-c)}} \end{aligned} \qquad (1.22)$$

§ 1.8. Transformări de coordonate

1°. **Transformarea coordonatelor orizontale în coordonate ecuatoriale.** Presupunem că am măsurat cu teodolitul (vezi cap. 3) coordonatele orizontale (A, z) ale unui astru σ, într-un loc de latitudine geografică φ, la momentul de timp sideral s (timpul sideral este unghiul orar al punctului vernal, vezi cap. 2). Atunci coordonatele ecuatoriale (α, δ) ale astrului pot fi calculate din cele orizontale. Mai întîi coordonatele orizontale (A, z) le transformăm în coordonate orare (H, δ), iar pe acestea — în coordonate ecuatoriale.

Prima transformare, $(A, z) \to (H, \delta)$, se realizează cu ajutorul *triunghiului de poziție*, $PZ\sigma$, al astrului. Prin triunghi de poziție înțelegem triunghiul de pe sfera cerească format de meridianul ceresc al locului, verticalul astrului și cercul orar al astrului. Vîrfurile lui sînt Polul Nord ceresc P, Zenitul Z și astrul σ. Tri-

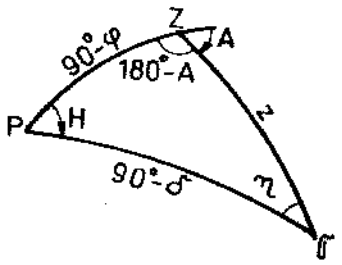


Fig. 1.19. Triunghiul de poziție (paralactic) al astrului.

unghiul sferic PZσ se mai numește *triunghiul paralactic* al astrului (fig. 1.19). Din fig. 1.10 se observă că laturile triunghiului de poziție sînt $PZ = 90° - \varphi$, $Z\sigma = z$ și $P\sigma = 90° - \delta$, iar unghiurile sînt $P = H$, $Z = 180° - A$ și $\sigma = \eta$, ultimul numindu-se *unghiul paralactic* al astrului.

Aplicînd formulele lui Gauss (1.21) triunghiului de poziție PZσ (în care punem $a \equiv 90° - \delta$, $B \equiv H$), obținem

$$\left.\begin{aligned} \sin\delta &= \cos z \sin\varphi - \sin z \cos\varphi \cos A \\ \cos\delta \cos H &= \cos z \cos\varphi + \sin z \sin\varphi \cos A \\ \cos\delta \sin H &= \sin z \sin A \end{aligned}\right\}$$

Din aceste relații s-ar putea determina H și δ, dar uneori (mai ales pentru calculul cu ajutorul tabelelor de logaritmi) este convenabil să se pună mai întîi aceste relații sub altă formă. Astfel putem scrie:

$$\left.\begin{aligned} \sin\delta &= \sin z \cos A \left(\sin\varphi \frac{\operatorname{ctg} z}{\cos A} - \cos\varphi\right) \\ \cos\delta \cos H &= \sin z \cos A \left(\cos\varphi \frac{\operatorname{ctg} z}{\cos A} + \sin\varphi\right) \\ \cos\delta \sin H &= \sin z \sin A \end{aligned}\right\}$$

Făcînd substituția

$$\operatorname{tg} M = \operatorname{tg} z \cos A \qquad (1.23)$$

relațiile devin

$$\left.\begin{aligned} \sin\delta &= \sin z \cos A \frac{\sin(\varphi - M)}{\sin M} \\ \cos\delta \cos H &= \sin z \cos A \frac{\cos(\varphi - M)}{\sin M} \\ \cos\delta \sin H &= \sin z \sin A \end{aligned}\right\}$$

de unde rezultă

$$\operatorname{tg} H = \operatorname{tg} A \frac{\sin M}{\cos(\varphi - M)}; \quad \operatorname{tg}\delta = \operatorname{tg}(\varphi - M)\cos H \qquad (1.24)$$

Avînd unghiul ajutător M, din formula (1.23), cu formulele (1.24) se pot determina unghiul orar H și declinația δ. Pentru controlul calculelor se poate utiliza formula

$$\cos\delta \cos H \sin M = \sin z \cos A \cos(\varphi - M) \qquad (1.25)$$

Mai departe, transformarea $(H, \delta) \to (\alpha, \delta)$ este imediată, deoarece declinația δ rămîne neschimbată, în timp ce între H, α și momentul sideral s, avem relația simplă

$$s = \alpha + H, \qquad (1.26)$$

așa cum se poate vedea în figura 1.10.

Transformarea coordonatelor ecuatoriale în coordonate orizontale se va efectua după schema: $(\alpha, \delta) \to (H, \delta) \to (A, z)$. Prima transformare, din acestea două, se realizează cu formula (1.26), iar a doua — cu ajutorul aceluiași triunghi de poziție PZσ. Luînd $a \equiv z$, $B \equiv 180° - A$ și aplicînd formulele lui Gauss, se vor obține formule analoage cu (1.23) — (1.25).

Dacă punem $H = s - \alpha$, formulele de transformare a coordonatelor orizontale, în coordonate ecuatoriale, pot fi scrise și sub formă matriceală

$$\begin{pmatrix} \cos\delta\cos\alpha \\ \cos\delta\sin\alpha \\ \sin\delta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sin\varphi\cos s & \sin s & \cos\varphi\cos s \\ \sin\varphi\sin s & -\cos s & \cos\varphi\sin s \\ -\cos\varphi & 0 & \sin\varphi \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \sin z\cos A \\ \sin z\sin A \\ \cos z \end{pmatrix} \qquad (1.27)$$

Forma (1.27) a ecuațiilor de transformare este convenabilă atunci cînd calculele se efectuează cu calculatorul electronic.

2°. **Transformarea coordonatelor ecuatoriale în coordonate ecliptice.** Pentru transformarea $(\alpha, \delta) \to (\lambda, \beta)$, ca și pentru transformarea inversă $(\lambda, \beta) \to (\alpha, \delta)$ se pot obține formule analoage cu cele de mai sus, utilizînd triunghiul sferic ΠPσ, avînd ca vîrfuri: polul ecliptic Π, Polul Nord ceresc P și astrul σ (fig. 1.20). Laturile și unghiurile acestui triunghi sferic sînt (vezi fig. 1.10 și 1.14):

$\Pi P = \varepsilon$, $P\sigma = 90° - \delta$, $\Pi\sigma = 90° - \beta$, și respectiv
$\Pi = 90° - \lambda$, $P = 90° + \alpha$, $\sigma = q$ — unghiul paralactic

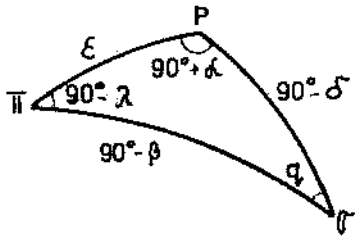


Fig. 1.20. Triunghiul PΠσ

După calcule analoage cu cele precedente obținem

$$\operatorname{tg} M = \operatorname{tg} \delta / \sin \alpha \tag{1.28}$$

$$\operatorname{tg} \lambda = \operatorname{tg} \alpha \cos (M - \varepsilon)/\cos M, \quad \operatorname{tg} \beta = \operatorname{tg} (M - \varepsilon) \sin \lambda \tag{1.29}$$

Forma matriceală a ecuațiilor de transformare este următoarea

$$\begin{pmatrix} \cos\beta\cos\lambda \\ \cos\beta\sin\lambda \\ \sin\beta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos\varepsilon & \sin\varepsilon \\ 0 & -\sin\varepsilon & \cos\varepsilon \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos\delta\cos\alpha \\ \cos\delta\sin\alpha \\ \sin\delta \end{pmatrix} \tag{1.30}$$

§ 1.9. Răsăritul și apusul aștrilor

Am văzut în § 1.2 că paralelul diurn al unui astru σ poate intersecta orizontul în două puncte: de răsărit și de apus. Să determinăm momentele corespunzătoare (de răsărit și apus). Distanța zenitală corespunzătoare este $z = 90°$ (fig. 1.19). Aplicînd prima formulă a lui Gauss, laturii $Z\sigma = z$ din triunghiul de poziție al astrului, PZσ, obținem

$$\cos z = \sin \delta \sin \varphi + \cos \delta \cos \varphi \cos H$$

În momentul apusului (răsăritului) $z = 90°$, deci obținem

$$\cos H = -\operatorname{tg} \delta \operatorname{tg} \varphi \tag{1.31}$$

Această ecuație în H are două soluții: soluția $-H$ corespunde răsăritului, iar soluția $+H$ — apusului. Avînd unghiurile orare,

momentele siderale pentru răsărit și apus vor fi date, respectiv, de relațiile (conform ecuației (1.26)):

$$s_r = \alpha - H, \quad s_a = \alpha + H \tag{1.32}$$

Formula (1.31) se mai scrie

$$\cos H = -\frac{\operatorname{tg} \delta}{\operatorname{tg} (90° - \varphi)} \tag{1.33}$$

Deoarece $-1 \leqslant \cos H \leqslant 1$, rezultă că numai acei aștri răsar și apun într-un loc dat, pentru care

$$|\delta| \leqslant (90° - |\varphi|), \tag{1.34}$$

aștrii pentru care

$$|\delta| > (90° - |\varphi|) \tag{1.35}$$

fiind aștri circumpolari (nord sau sud), adică nu apun niciodată sau nu răsar niciodată în locul considerat.

Aplicînd prima formulă a lui Gauss laturii $P\sigma = 90° - \delta$ din același triunghi de poziție, obținem

$$\sin \delta = \cos z \sin \varphi - \sin z \cos \varphi \cos A$$

Pentru $z = 90°$, rezultă

$$\cos A = -\frac{\sin \delta}{\cos \varphi} \tag{1.36}$$

Soluția $-A$ reprezintă azimutul punctului de răsărit al astrului, iar soluția $+A$ — azimutul punctului de apus al astrului. Din formula (1.36) se pot regăsi condițiile (1.34), (1.35).

Precizăm că formula (1.31) de determinare a momentelor de răsărit și apus este aproximativă. La orizont efectul refracției este important (așa cum se va vedea în § 4.1), astfel că distanța zenitală aparentă în momentul răsăritului (apusului) astrului nu este 90°, ci $90° + \rho_{r\ oriz}$, unde $\rho_{r\ oriz}$ este refracția la orizont ($\rho_{r\ oriz} \simeq 35'$). Apoi pentru aștri care prezintă disc aparent (cum sînt Soarele și Luna), trebuie luată în considerare influența discului aparent și a paralaxei diurne orizontale (foarte importantă pentru Lună). De aceea, calculul exact al unghiului orar de răsărit și apus se va efectua pe baza unei formule de tipul (1.22), luînd

$$z = 90° + \rho_{r\ oriz} + \rho_{ap} - p_0 \tag{1.37}$$

unde ρ_{ap} este raza aparentă a astrului, iar p_0 — paralaxa lui diurnă orizontală ($p_0 \simeq \pi_e$), mărimi definite în § 4.2.

Capitolul 2

TIMPUL ŞI MĂSURAREA LUI

§ 2.1. Consideraţii generale

Noţiunea de timp este o noţiune fundamentală nu numai pentru Astronomie, ci şi pentru alte ştiinţe, reprezentînd una din categoriile filozofice fundamentale. Filozofia materialist-dialectică arată că timpul este, ca şi spaţiul, o formă fundamentală de existenţă a materiei. Mişcarea continuă a materiei are loc în spaţiu şi timp. Nu există mişcare în afara timpului, aşa cum nu există spaţiu fără materie şi materie fără mişcare.

În cele ce urmează, vom avea în vedere accepţiunea newtoniană a noţiunii de timp. Prin aceasta nu vom scăpa din vedere limitele concepţiei newtoniene, care consideră timpul ca fiind absolut, independent de materia în mişcare. Teoria relativităţii arată interdependenţa dintre materie, mişcare, spaţiu şi timp. În cazul mişcărilor cu viteze mici (pînă în prezent numai asemenea mişcări s-au utilizat la măsurarea timpului), aproximaţia newtoniană este, însă, în bună concordanţă cu realitatea.

Pentru măsurarea timpului vom urmări o formă concretă de mişcare sau desfăşurarea unui fenomen concret. Vom considera pentru aceasta un *fenomen continuu, permanent* şi *stabil*. Vom numi *timp* — variabila independentă care permite descrierea desfăşurării fenomenului. Cunoscînd *fenomenul* şi *teoria* care descrie desfăşurarea lui, putem construi o *scară de timp*, pe baza legii de desfăşurare a fenomenului (ecuaţiei de mişcare), considerînd timpul ca fiind un parametru *continuu* şi *uniform*.

Putem vorbi de un *timp fizic* — determinat pe baza unor fenomene fizice, de exemplu, utilizînd perioada corespunzătoare unei anumite radiaţii electromagnetice; — şi de un *timp astronomic* — determinat pe baza fenomenelor astronomice. Timpul fizic se poate determina cu mare precizie, dar numai pe inter-

vale mici de timp. Pentru intervale mari de timp, pentru aşezarea fenomenelor într-o scară continuă, îndelungată de timp, trebuie să recurgem la timpul astronomic. Fenomenele astronomice, avînd o permanenţă aproape absolută, permit alcătuirea unei scări, practic nelimitate, de timp.

Pentru o măsurare precisă a timpului vom utiliza un fenomen cît mai bine cunoscut, care să aibă o teorie precisă, verificată, permiţînd construirea unei scări sigure de timp pe baza legii lui de desfăşurare. Scara de timp va fi cu atît mai sigură, cu cît legea de desfăşurare a fenomenului va fi mai simplă. Astfel e de preferat utilizarea unor fenomene care se desfăşoară uniform în timp, fiind descrise de legi liniare (în măsura în care există astfel de fenomene).

Un asemenea fenomen a fost considerat mult timp rotaţia Pămîntului, deci şi rotaţia diurnă aparentă a sferei cereşti. Vom considera, deci, că mişcarea diurnă aparentă este uniformă, în prima aproximaţie, şi vom defini *timpul* ca fiind unghiul orar al unui reper. Fie ω — viteza unghiulară de rotaţie a sferei cereşti ($\omega = 15°/\text{h}$). Între unghiul orar măsurat în grade, $H°$, şi timpul măsurat în ore, H^h avem relaţia $H° = \omega H^h$ sau $H^h = H°/\omega$. Cînd spunem că timpul este unghiul orar al unui reper, subînţelegem că acest unghi este exprimat, astfel, în unităţi de timp (ore, minute şi secunde de timp — h, m, s). După cum alegem un reper sau altul avem diferite sisteme de timp.

§ 2.2. Timpuri locale

1°. **Timpul sideral.** Timpul sideral, s, este unghiul orar al punctului vernal γ (fig. 1.10)

$$s = H_\gamma \tag{2.1}$$

Pentru un astru $\sigma(\alpha, \delta)$ observat într-un loc dat avem (ecuaţia (1.26))

$$s = \alpha + H \tag{2.2}$$

unde H este unghiul orar al astrului. Observînd trecerea astrului prin planul meridianului, avem

$$H = 0 \Rightarrow s = \alpha \tag{2.3}$$

Astfel determinarea timpului sideral într-un loc dat revine la determinarea momentului trecerii unei stele prin planul meridianului locului. Acest moment se determină cu ajutorul lunetei de treceri (cap. 3).

Unitatea de timp sideral este *ziua sideral*ă (z.s.), definită ca fiind intervalul de timp dintre două treceri consecutive ale punctului vernal la meridianul superior al locului (culminația superioară). Ziua sideral*ă* se subdivide în ore, minute și secunde siderale, conform relațiilor

$$1 \text{ z.s.} = 24 \text{ h.s.} = 1440 \text{ m.s.} = 86400 \text{ s.s.} \qquad (2.4)$$

În prima aproximație timpul sideral, astfel definit, poate fi considerat uniform. Timpul sideral — sau sistemul de timp sideral, cum se mai spune — este convenabil pentru rezolvarea problemelor de Astronomie, dar nu este convenabil pentru activitatea practică a omului. Această activitate este reglementată de succesiunea intervalelor zi — noapte, adică de mișcarea diurnă aparentă a Soarelui, nu de mișcarea diurnă a punctului vernal sau a sferei cerești. În mișcarea anuală aparentă Soarele parcurge ecliptica într-un an, deplasîndu-se în sens direct cu circa 1° pe zi. Rotația diurnă a sferei cerești efectuîndu-se în sens retrograd, înseamnă că Soarele rămîne în urmă față de punctul vernal, în trecerea la meridian, cu circa 1°, deci cu circa 4^m pe zi. Astfel, dacă la echinocțiul de primăvară Soarele va trece la meridianul superior al locului odată cu punctul vernal γ, adică la 0^h timp sideral, după o zi sideral*ă* trecerea Soarelui va avea loc la circa 0^h04^m, după două zile siderale — la circa 0^h08^m ș.a.m.d. Prin urmare în zile calendaristice diferite, ziua sideral*ă* va începe la momente diferite față de momentul trecerii Soarelui la meridian, ceea ce constituie un mare inconvenient practic. De aceea vom defini alte sisteme de timp.

2°. **Timpul solar adevărat.** Se numește *Soare adevărat*, $\odot$, centrul discului aparent al Soarelui. Timpul solar adevărat, t_a, este unghiul orar al Soarelui adevărat, măsurat de la culminația inferioară. Dacă $H_\odot$ este unghiul orar al Soarelui adevărat măsurat de la culminația superioară, atunci

$$t_a = H_\odot + 12^h \qquad (2.5)$$

Acest timp se determină observînd centrul discului aparent al Soarelui și măsurînd unghiul orar corespunzător, $H_\odot$. Termenul 12^h în (2.5) arată că măsurarea se face de la momentul culminației inferioare a Soarelui adevărat.

Unitatea de timp solar adevărat este *ziua solară adevărată* — intervalul de timp dintre două culminații consecutive, de același fel, ale Soarelui adevărat, într-un loc dat. Începutul zilei adevărate este momentul culminației inferioare a Soarelui (*miezul nopții adevărate*). Ziua solară adevărată nu este constantă; două zile solare adevărate nu sînt egale între ele. De aceea timpul solar adevărat nu este uniform. Această neuniformitate are două cauze:

(1) Unghiurile orare (deci și timpul solar adevărat, t_a) se măsoară pe ecuator, în timp ce mișcarea anuală aparentă a Soarelui are loc pe ecliptică (înclinată cu $\varepsilon \simeq 23°27'$ față de ecuator). Or, se poate demonstra că arce egale de ecliptică nu se proiectează după arce egale de ecuator.

(2) Mișcarea anuală aparentă a Soarelui pe ecliptică se efectuează neuniform, după legea ariilor (vezi cap. 7). Dacă mișcarea ar fi uniformă, viteza ei unghiulară ar fi $\omega_{a.} \simeq 360°/365{,}2$ zile $\simeq 1°$/zi. În realitate, la perigeu Soarele se mișcă mai repede (cu 61′, 2/zi) decît la apogeu (57′, 2/zi).

Deci timpul solar adevărat, t_a, nu este uniform în sensul timpului newtonian al mecanicii clasice. De aceea vom trece la un alt sistem de timp.

3°. **Timpul solar mediu.** Vom defini mai întîi *Soarele mediu*. Să ne imaginăm un punct fictiv, care se mișcă uniform pe ecliptică, cu o perioadă de un an tropic, trecînd odată cu Soarele adevărat, $\odot$, prin perigeu (la 3 ianuarie). Acest punct, *Sme* (fig. 2.1) se numește *Soare mediu ecliptic*. El mai întîlnește odată pe an Soarele adevărat, la apogeu (4 iulie). Să considerăm acum un alt punct fictiv, care se mișcă uniform pe ecuator, cu o perioadă de un an tropic, trecînd odată cu Soarele mediu ecliptic prin punctul vernal. Acest punct *Sme* se numește *Soare mediu ecuatorial*. Uneori acestuia i se spune simplu *Soare mediu* (subînțelegîndu-se că e vorba de cel ecuatorial).

Se numește *timp solar mediu* sau simplu *timp mediu*, t_m, unghiul orar al Soarelui mediu (ecuatorial), măsurat de la cul-

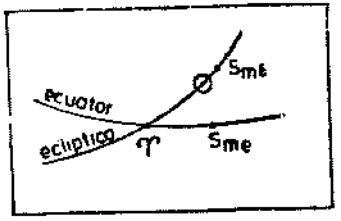


Fig. 2.1. Soarele mediu.

minația lui inferioară. Dacă H_{Sme} este unghiul orar al Soarelui mediu ecuatorial, atunci

$$t_m = H_{Sme} + 12^h \tag{2.6}$$

Timpul solar mediu se calculează din timpul solar adevărat. Din relațiile (2.2) și (2.5), rezultă

$$t_a = H_\odot + 12^h = s - \alpha_\odot + 12^h \tag{2.7}$$

unde $\alpha_\odot$ este ascensia dreaptă a Soarelui adevărat.

Fie t timpul newtonian uniform. În Mecanica cerească se arată că ascensia dreaptă a Soarelui adevărat, $\alpha_\odot$, poate fi reprezentată în funcție de t astfel:

$$\alpha_\odot = A_0 + A_1 t + \sum_i a_i' (t) + \sum_i a_i'' (t) \tag{2.8}$$

unde $\Sigma a_i'(t)$ înglobează termenii periodici legați de neuniformitatea mișcării anuale aparente a Soarelui pe ecliptică, iar $\Sigma a_i''(t)$ cuprinde termenii periodici legați de trecerea de la ecliptică la ecuator. Timpul sideral s, poate fi reprezentat printr-o expersie analoagă:

$$s = B_0 + B_1 t + \sum_i b_i (t) \tag{2.9}$$

unde $\Sigma b_i (t)$ înglobează termenii seculari și periodici legați de mișcările de precesie și de nutație (vezi cap. 4). Acești termeni sînt mici în valoare absolută. Totuși, prezența lor arată că nici timpul sideral nu este riguros uniform. Introducînd expresiile (2.8) și (2.9) în (2.7) obținem

$$t_a = [(B_0 - A_0) + (B_1 - A_1)t + 12^h] + \left[\sum_i b_i (t) - \sum_i a_i' (t) - \sum_i a_i'' (t)\right]$$

Dacă în această expresie, notăm partea uniformă (liniară în t) cu t_m, adică

$$(B_0 - A_0) + (B_1 - A_1)t + 12^h = t_m, \tag{2.10}$$

iar partea neuniformă cu $-\eta(t)$, adică

$$\sum_i a_i' (t) + \sum_i a_i'' (t) - \sum_i b_i (t) = \eta \tag{2.11}$$

obținem

$$\boxed{t_m = t_a + \eta} \tag{2.12}$$

Funcția $\eta = \eta(t)$ se numește *„ecuația timpului"*. Din compararea relațiilor (2.6) și (2.10) mai rezultă

$$H_{Sme} = (B_0 - A_0) + (B_1 - A_1)t \tag{2.13}$$

adică unghiul orar al Soarelui mediu (ecuatorial) variază uniform.

Prin urmare relația (2.10) ne arată că timpul solar mediu este un timp uniform, iar relația (2.12) ne arată cum se determină acest timp: din observații (măsurători) obținem timpul solar adevărat, conform relației (2.5), căruia îi adăugăm corecția $\eta(t)$ — ecuația timpului — pentru a-l „uniformiza", transformîndu-l în timp solar mediu.

Funcția $\eta(t)$ se calculează teoretic dinainte, dîndu-se în tabele. Fig. 2.2 dă graficul de variație a funcției $\eta(t)$ în decursul anului. Combinînd ecuațiile (2.5) și (2.12) mai putem scrie

$$\boxed{t_m = H_\odot + 12^h + \eta} \tag{2.14}$$

Avînd din observații pe $H_\odot$, iar din tabele pe η, putem calcula timpul mediu pentru orice moment.

Unitatea de timp solar mediu este *ziua solară medie* (sau simplu *ziua medie*) — intervalul de timp dintre două culminații consecutive de același fel ale Soarelui mediu ecuatorial, într-un loc dat. Începutul zilei medii este momentul culminației inferioare a Soarelui mediu *(miezul nopții medii)*. Din definiția Soarelui

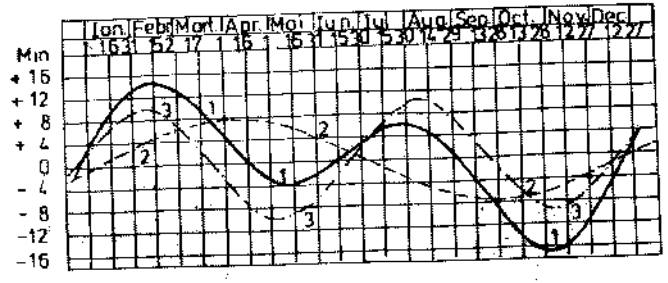


Fig. 2.2. Diagramă pentru ecuația timpului: 1 — graficul ecuației timpului; 2 — graficul ecuației centrului (legată de mișcarea neuniformă pe ecliptică); 3 — graficul ecuației de înclinare a eclipticii (legată de proiecția pe ecuator).

mediu ecuatorial rezultă că ziua medie are durata egală cu media zilelor solare adevărate dintr-un an tropic. Ziua medie (z.m.) se subdivide în ore minute și secunde medii, conform relațiilor

$$1\text{z.m.} = 24\text{ h.m.} = 1440\text{ m.m.} = 86400\text{s.m.} \qquad (2.15)$$

4°. **Relația dintre timpul sideral și timpul solar mediu.** Pentru a transforma un interval de timp exprimat în unități siderale, într-un interval de timp egal cu el, exprimat în unități medii, vom stabili o relație între unitățile corespunzătoare.

Observații îndelungate au permis stabilirea duratei anului tropic, care conține 365,2422 z.m. Întrucît Soarele se deplasează, în mișcarea anuală aparentă, cu aproape 1°/zi în sens direct față de punctul vernal γ (pe ecliptică) ; înseamnă că rămîne în urmă față de γ, la trecerea prin meridian, zilnic cu aproape 4^m. Cu alte cuvinte ziua medie va fi mai lungă decît ziua siderală cu aproape 4^m (mai exact 3^m56^s, 555 unități siderale — u.s. —). Diferența între ziua medie și ziua siderală este explicată în fig. 2.3. Într-un an tropic Soarele va rămîne în urmă față de punctul vernal cu o rotație diurnă completă (cu o zi siderală). Deci

$$1\text{ an tropic} = 365{,}2422\text{ z.m.} = 366{,}2422\text{ z.s.} \qquad (2.16)$$

Aceasta este relația fundamentală dintre timpul sideral și cel mediu.

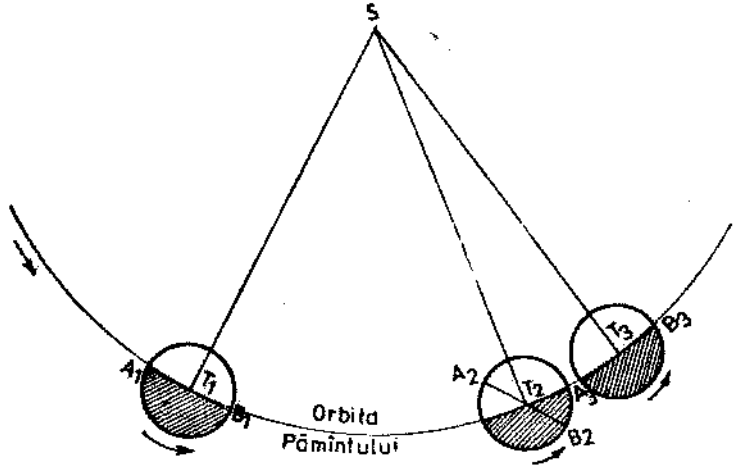


Fig. 2.3. Explicarea diferenței dintre ziua medie și ziua siderală.

Notînd $\mu = 1/365{,}2422 = 0{,}002\,737\,91$
rezultă următoarele relații între unitățile de timp mediu (u.m.) și unitățile de timp sideral (u.s.) corespunzătoare.

$$\begin{aligned}
&1\text{ z.m.} = (1+\mu)\text{ z.s.} = 1\text{ z.s.} + 3^m56^s{,}555\text{ u.s.}\\
&1\text{ h.m.} = (1+\mu)\text{ h.s.} = 1\text{ h.s.} + 9^s{,}856\text{ u.s.}\\
&1\text{ m.m.} = (1+\mu)\text{ m.s.} = 1\text{ m.s.} + 0^s{,}164\text{u.s.}\\
&1\text{ s.m.} = (1+\mu)\text{ s.s.} = 1\text{ s.s.} + 0^s{,}003\text{ u.s.}
\end{aligned} \qquad (2.17)$$

Punînd apoi $\nu = 1/366{,}2422 = 0{,}002\,730\,43$, obținem relațiile inverse, dintre unitățile de timp sideral și cele de timp mediu :

$$\begin{aligned}
&1\text{ z.s.} = (1-\nu)\text{ z.m.} = 1\text{ z.m.} - 3^m55^s{,}909\text{ u.m.}\\
&1\text{ h.s.} = (1-\nu)\text{ h.m.} = 1\text{ h.m.} - 9^s830\text{u.m.}\\
&1\text{ m.s.} = (1-\nu)\text{ m.m.} = 1\text{ m.m} - 0^s{,}164\text{u.m.}\\
&1\text{ s.s.} = (1-\nu)\text{ s.m.} = 1\text{ s.m.} - 0^s{,}003\text{u.m.}
\end{aligned} \qquad (2.18)$$

Să considerăm că un eveniment a avut loc la momentul sideral s, pentru un punct dat de pe suprafața Pămîntului. Să determinăm momentul de timp mediu t_m corespunzător lui s (pentru același punct terestru). Fie t_{mo} momentul de timp mediu corespunzător momentului sideral inițial s_0. Intervalului de timp sideral $s - s_0$ îi va corespunde intervalul de timp mediu $t_m - t_{mo}$. Întrucît o unitate de timp sideral este echivalentă cu $(1-\nu)$ unități de timp mediu, putem scrie

$$t_m - t_{mo} = (1-\nu)(s - s_0) \qquad (2.19)$$

Vom lua ca origine a timpului mediu, miezul nopții (medii), deci $t_{mo} = 0$. Atunci s_0 va reprezenta timpul sideral la miezul nopții în punctul terestru considerat, și relația (2.19) devine

$$\boxed{t_m = (1-\nu)(s - s_0)} \qquad (2.20)$$

Anuarele astronomice dau valoarea lui s_0 pentru observatorul Greenwich, adică s_{0G}. Pentru un punct terestru de longitudine geografică L vom avea

$$s_0 = s_{0G} - 9^s{,}856\,L \qquad (2.21)$$

deoarece timpul sideral avansează cu $9^s{,}856$ pe oră față de timpul mediu, dar în punctul dat miezul nopții va veni cu L ore mai repede decît la Greenwich (aici L se exprimă în ore și fracțiuni de oră, apărînd ca un număr — mărime adimensională).

Relațiile dintre unitățile de timp (2.17) — (2.18) arată că între coeficienții μ și ν avem relația $1/(1-\nu) = 1+\mu$. Deci transformarea timpului mediu în timp sideral se realizează cu ecuația

$$\boxed{s = s_0 + (1+\mu)t_m} \qquad (2.22)$$

Pentru ușurarea calculelor practice, termenii mici $\nu(s-s_0)$ și μt_m sînt dați în tabele.

5°. **Timpul și longitudinea.** Toate timpurile introduse pînă aici: sideral (s), solar adevărat (t_a), solar mediu (t_m) au fost definite cu ajutorul unor unghiuri orare (care se măsoară de la meridian), deci depind de locul de observație. De aceea se numesc *timpuri locale*.

Pentru unghiurile orare ale unui astru, măsurate din două puncte terestre (la același moment) este valabilă relația (1.16)

$$H_A - H_B = L_A - L_B$$

Această relație se poate aplica fiecăruia din timpurile locale. Ținînd seamă de definițiile acestora (2.1), (2.5) și (2.6), însemnă că putem scrie

$$s_A - s_B = L_A - L_B, \quad t_{aA} - t_{aB} = L_A - L_B, \quad t_{mA} - t_{mB} = L_A - L_B \qquad (2.23)$$

Dacă unul din puncte este Observatorul din Greenwich ($L_G = 0$), iar celălalt un punct oarecare de longitudine L, atunci avem

$$s = s_G + L, \quad t_a = t_{aG} + L, \quad t_m = t_{mG} + L \qquad (2.24)$$

Pe baza acestor relații, dintr-un timp local Greenwich, putem calcula timpul local corespunzător pentru un punct oarecare, de longitudine geografică L — dată, și invers. Din relațiile (2.14), (2.24) rezultă

$$\boxed{t_{mG} = H_\odot + \eta - L + 12^h} \qquad (2.25)$$

Deci măsurînd unghiul orar al Soarelui într-un punct de longitudine geografică cunoscută, cu relația (2.25) putem calcula timpul mediu de la Greenwich (la același moment.)

Timpurile locale nu sînt convenabile pentru viața de toate zilele, deoarece variază de la un punct la altul cu longitudinea — variază de la un meridian la altul — . Înseamnă că pentru a putea compara momentele unor evenimente ce au loc la meridiane diferite ar trebui să cunoaștem totdeauna diferența longitudinilor lor. Pentru a evita acest inconvenient introducem alte sisteme de timp.

§ 2.3. Timpul universal și timpul legal. Linia schimbării datei

1°. **Timpul universal.** Timpul solar mediu al meridianului (origine) de la Greenwich se numește *timp universal*, TU. Din relațiile (2.24), (2.25) rezultă că

$$\mathrm{TU} \equiv t_{mG} = t_m - L = H_\odot + \eta - L + 12^h \qquad (2.26)$$

Momentele de timp corespunzătoare unor fenomene astronomice importante se dau, în general, în timp universal, pentru care se mai utilizează, uneori, prescurtarea GMT (Greenwich Mean Time). Nici acest timp nu este convenabil pentru viața practică, deoarece utilizarea lui este incomodă pentru locuri situate la distanță mare de meridianul Greenwich.

2°. **Timpul legal** (timpul fuselor orare). Conferința mondială de la Washington (din anul 1884) a decis împărțirea suprafeței Pămîntului în 24 de fuse orare, fiecare fus avînd o lărgime (un unghi) de 15° (respectiv 1^h) în longitudine. Ca fus inițial (origine) s-a ales fusul care are ca meridian median, meridianul de la Greenwich, numerotarea făcîndu-se spre est, de la 0 la 23. *Timpul legal* (sau timpul fusului orar) s-a definit ca fiind timpul solar mediu al meridianului median al fusului considerat, notîndu-se cu T_*. Se subînțelege că toate punctele dintr-un fus au același timp legal. Din definiție rezultă:

$$T_0 \equiv \mathrm{TU}, \quad T_* = T_0 + n^h = \mathrm{TU} + n^h \qquad (2.27)$$

unde n este numărul fusului orar. Practic, frontierele fuselor orare nu sînt situate riguros de-a lungul meridianelor decît în mări și oceane, convenindu-se ca să se adopte drept timp legal al unei țări, timpul legal corespunzător fusului în care se găsește

capitala țării. România se găsește în fusul 2 orar, avînd ca timp legal, timpul T_2. Dacă o țară se întinde pe mai multe fuse orare, ea va avea mai multe ore legale. De exemplu U.R.S.S. se întinde pe 11 fuse orare, S.U.A. — pe 4 etc. În fig. 2.4 este prezentată harta fuselor orare.

Din relațiile (2.26) și (2.27) rezultă pentru timpul legal, următoarea expresie

$$\boxed{T_n = H_\odot + \eta - L + n^h + 12^h} \qquad (2.28)$$

Activitățile din viața cotidiană se desfășoară după acest timp.

3°. **Timpul decretat.** În Uniunea Sovietică, din motive economice (distribuția mai rațională a energiei electrice) s-a adoptat un timp care diferă cu o oră de timpul fusului orar, numit *timp decretat*, T_d. Astfel: $T_d = T_n + 1^h$. Un asemenea timp este în uz și în Marea Britanie (BMT*). Se mai poate aminti că unele țări au două orare: unul de vară, altul de iarnă, cu o diferență de 1^h între ele. Adică ora de vară este în avans cu 1^h față de timpul legal. În anul 1979 s-a introdus și în țara noastră ora oficială de vară.

În viața cotidiană timpul legal (sau timpul decretat) al unui loc (oraș, țară) este numit, în mod curent, „ora locală". Nu trebuie confundată această expresie cu noțiunea de timp local introdusă în § 2.2.

4°. **Linia schimbării datei.** Odată cu împărțirea Pământului în fuse orare a apărut următoarea problemă: din ce loc urmează să înceapă o nouă zi, să se schimbe data calendaristică.

Prin convenție internațională s-a ales ca *linie a schimbării datei* (sau linie de demarcație) meridianul de longitudine 180° (antimeridianul Observatorului Greenwich). Practic, s-a convenit ca această linie să se abată de la meridian, pentru a ocoli insulele din Oceanul Pacific. Dacă se traversează această linie, data calendaristică trebuie să se schimbe după următoarea regulă:

— Dacă sensul deplasării este „spre est" (din emisfera estică în emisfera vestică), data calendaristică se repetă.

— Dacă sensul deplasării este „spre vest" (din emisfera vestică în emisfera estică), se sare peste o zi în calendar. De exemplu, după 15 martie va urma 17 martie.

* British Mean Time, introdus în 1967.

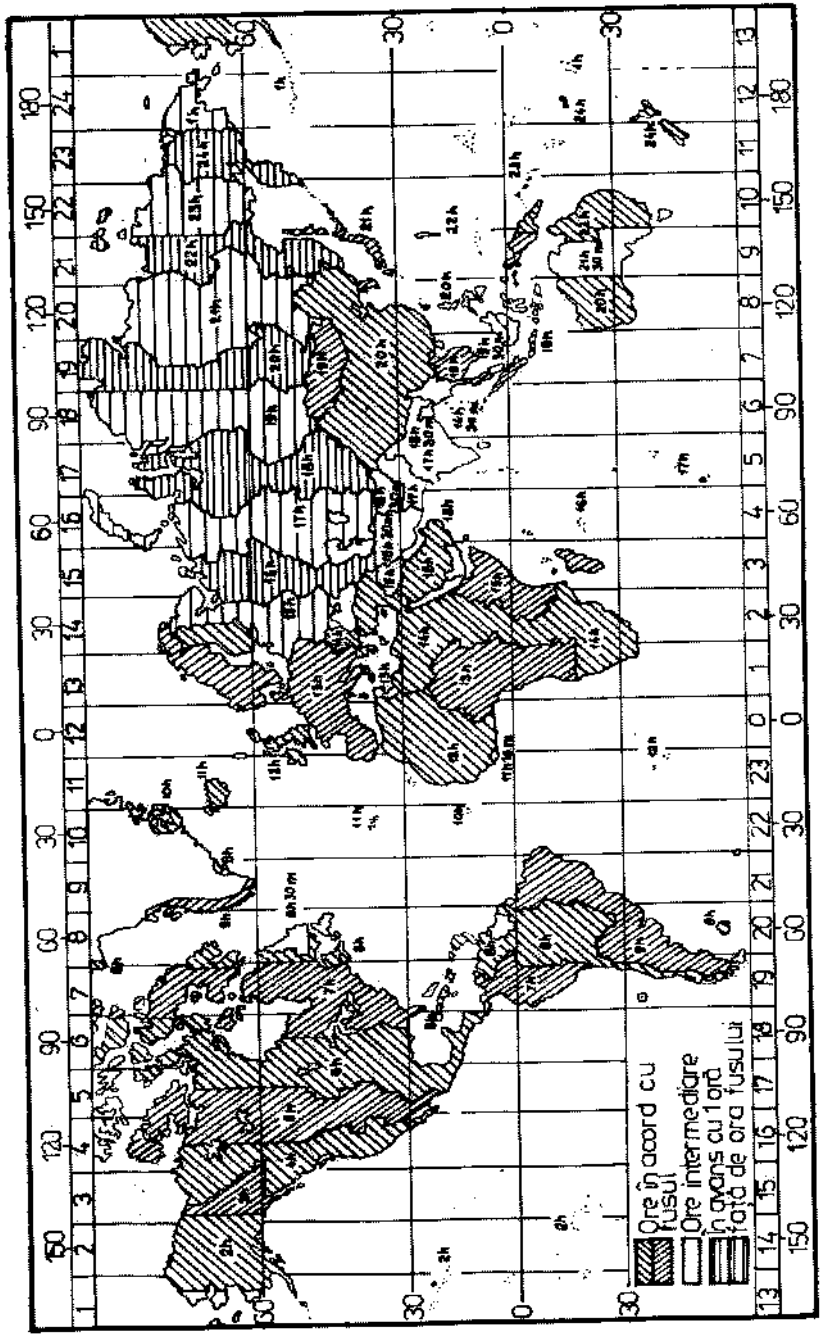


Fig. 2.4. Harta fuselor orare.

§ 2.4. Neuniformitatea rotației Pămîntului. Timpul efemeridelor

Perioada de rotație a Pămîntului, P_{rot}, este intervalul de timp în care Pămîntul — în rotația sa axială — revine în aceeași poziție față de un reper fix (efectuează o întoarcere completă de 360°). Durata ei este apropiată de aceea a zilei siderale, dar nu este riguros egală cu aceasta, deoarece punctul vernal se deplasează (lent) datorită mișcării de precesie (vezi cap. 4 și 5). Precesia anuală este de 50″, 26. Proiecția ei pe ecuator este 50″,26 cos $\varepsilon \simeq 46''$. Deoarece precesia are loc în sensul mișcării diurne, înseamnă că ziua siderală este mai scurtă decît perioada de rotație a Pămîntului cu (46/366)/15 secunde = 0ˢ,008. Din relațiile (2.18) rezultă că 1 z.s. = 23ʰ56ᵐ04ˢ,091 u.m. Deci

$$P_{rot} = 1 \text{ z.s.} + 0^s,008 = 23^h56^m04^s,099 \text{ u.m.} \qquad (2.29)$$

Măsurători și cercetări de sute de ani au arătat că această perioadă nu este constantă. Rezultă că viteza unghiulară de rotație a Pămîntului, $\omega_{rot} = 2\pi / P_{rot}$, nu este constantă, adică Pămîntul se rotește neuniform. Variațiile sau neuniformitățile — mici — ale vitezei unghiulare de rotație sînt de trei feluri:

(1) *Variații seculare*, datorită cărora P_{rot} a crescut în ultimii 2000 de ani cu 0ˢ,0023/secol (în ultimii 250 de ani: 0ˢ,0014/secol). Acestea se explică prin frînarea rotației terestre de către mareele lunare și solare.

(2) *Variații periodice sau sezoniere*, datorită cărora P_{rot} se abate de la valoarea medie cu $\pm$ 0ˢ,001/an. Ele se explică prin redistribuția sezonieră a maselor de aer și de apă (zăpadă) pe suprafața Pămîntului. Acestea s-au pus în evidență în ultimii 40 de ani, datorită orologiilor cu cuarț.

(3) *Variații neregulate* (în salturi), datorită cărora P_{rot} poate varia brusc pînă la $\pm$ 0ˢ,004. Cauza lor e încă necunoscută.

Variațiile (1) și (3) s-au pus în evidență prin compararea pozițiilor observate ale Lunii și planetelor învecinate (Venus, Mercur) cu pozițiile calculate (date de efemeride).

Dacă P_{rot} variază, înseamnă că timpul solar mediu, definit pe baza rotației diurne aparente (deci pe baza rotației terestre reale) nu este riguros uniform. De aceea începînd din anul 1960 s-a introdus *timpul efemeridelor*, care este timpul determinat pe baza comparării pozițiilor observate ale planetelor, date în

efemeride. Se consideră că timpul efemeridelor, TE, este timpul newtonian uniform.

Trecerea de la timpul universal la timpul efemeridelor se efectuează în modul următor. Vom nota cu TU0 timpul universal (inițial, necorectat) determinat din observații pe baza relației (2.26). La acest timp se adaugă corecția de longitudine ΔL care provine din deplasarea polului terestru instantaneu, față de cel mediu. Rezultă timpul universal corectat TU1:

$$\text{TU1} = \text{TU0} + \Delta L \qquad (2.30)$$

La TU1 se adaugă corecția datorată variației sezoniere a perioadei de rotație a Pămîntului ΔT_s, obținîndu-se timpul universal cvasiuniform TU2:

$$\text{TU2} = \text{TU1} + \Delta T_s \qquad (2.31)$$

De aici se obține timpul efemeridelor, TE, pe baza relației

$$\text{TE} = \text{TU2} + \Delta T \qquad (2.32)$$

unde ΔT este corecția ce rezultă din efemeride, avînd expresia

$$\Delta T = 24^s,349 + 72^s,318 \cdot T + 29^s,950 \cdot T^2 + 1^s,82144 \cdot B \qquad (2.33)$$

Primul termen din formula (2.33) este introdus pentru realizarea condiției $\Delta T = 0$ la anul 1900,0. Argumentul T este exprimat în secole. Ultimul termen în (2.33) este determinat de fluctuațiile în longitudinea cerească a Lunii.

Efemerida Lunii ca și efemeridele planetelor (pozițiile calculate dinainte, vezi cap. 7) determinate cu ajutorul unei teorii bine fundamentate matematic, avînd la bază teoria newtoniană a gravitației, sînt foarte precise, de unde rezultă precizia mare a timpului efemeridelor: eroarea relativă este sub 10^{-9}. Această precizie este corespunzătoare cerințelor Astronomiei moderne.

Odată cu introducerea timpului efemeridelor, Biroul Internațional de Măsuri și Greutăți (de la Sèvres — Franța) a schimbat, în anul 1956, definiția secundei, care pînă atunci se considera ca fiind 1/86 400 din ziua solară medie. În 1956 s-a introdus *secunda de timp al efemeridelor*, ca fiind 1/31 556 925, 9747 din anul tropic 1900 (0 ian, ora 12 TE). Această definiție face secunda egală cu valoarea medie a secundei pe ultimii 300 de ani (31 556 925,9747 = 365,2421988 × 86400). În anul 1960 s-a instituit Sistemul Internațional de Unități (SI), în care ca unitate de timp s-a adoptat secunda efemeridelor.

La Centrul de Astronomie și Științe Spațiale din București se efectuează observații sistematice de supraveghere a rotației terestre și de determinare a timpului uniform.

Am văzut cum se determină timpul uniform pe baza unor observații îndelungate asupra corpurilor cerești. El se păstrează cu ajutorul unor *orologii cu cuarț* controlate cu *orologii atomice*. Ultimele permit verificarea stabilității unității fundamentale de timp: secunda (efemeridelor). În acest scop s-a legat definiția secundei de o tranziție atomică bine determinată. Astfel: *secunda* este durata a 9 192 631 770 perioade de oscilație ale radiației emise la tranziția dintre două nivele hiperfine ($F = 4$, $M_F = 0$ și $F = 3$, $M_F = 0$) ale stării fundamentale $^2S_{1/2}$ a unui atom de cesiu 133, neperturbat de cîmpuri electromagnetice exterioare, dar în prezența cîmpului gravitațional terestru.

Timpul determinat cu ajutorul orologiilor atomice se numește timp atomic, asigurînd o precizie de $10^{-11} - 10^{-13}$.

§ 2.5. Calendarul

Sistemul de socotire (măsurare) a intervalelor mari de timp se numește *calendar*. Există trei tipuri principale de calendare: calendare solare, calendare lunare și calendare luni-solare. Primele au la bază durata anului tropic, care este de 365,24219879 z.m. = $365^z5^h48^m46^s,43$; următoarele — luna sinodică (perioada de repetare a fazelor Lunii): $29^z,5306$; iar ultimele — ambele unități mari de timp, ținînd seama de faptul că 1 an tropic = = 12,368 ... luni sinodice.

Ziua, anul tropic și (într-o anumită măsură) luna sinodică sînt unitățile naturale de timp care reglementează activitatea practică a omului pe Pămînt. Activitatea sa cotidiană este organizată după succesiunea intervalelor zi-noapte, care impune ca unitate de timp ziua medie. Pe intervale mai mari de timp, organizarea activității umane reflectă succesiunea anotimpurilor, din care derivă unitatea mare de timp: anul tropic. La unele popoare, activități religioase sau practice sînt ordonate în timp după succesiunea fazelor Lunii, din care rezultă o unitate intermediară de timp, luna (luna sinodică).

Din valorile numerice date mai sus se observă că cele trei unități; ziua, luna și anul nu sînt comensurabile una cu alta (și nici nu există vreun motiv fizic care să impună aceasta). Asta

înseamnă că dacă un an tropic începe într-o anumită zi la ora 0^h, următorul an tropic nu va mai începe la ora 0^h, nici următorul ș.a.m.d. Din punct de vedere practic, ar fi incomod ca un an să înceapă dimineața, altul după masa, altul seara ș.a.m.d. *Problema calendarului* constă în a introduce o unitate convențională de timp — *anul calendaristic* — care să cuprindă un număr întreg de zile, număr ce poate varia cu cel mult o zi, în așa fel încît durata lui medie pe mai mulți ani să fie cît mai apropiată de durata anului tropic (calendare solare); sau în așa fel ca succesiunea anilor calendaristici să urmărească succesiunea lunilor sinodice (calendare lunare și luni-solare; la ultimele putem avea și ani calendaristici care diferă între ei cu o lună).

Să vedem cum rezolvă problema pusă, diferitele tipuri de calendare.

1° **Calendare solare.** Acestea utilizează ca unitate mare de timp anul tropic. Anul calendaristic corespunzător este împărțit în luni, cu o durată arbitrară. Săptămîna*) (de 7 zile), preluată din calendarul evreiesc, este de asemenea o unitate convențională de timp (fără semnificație astronomică), păstrîndu-se prin tradiție.

Primul calendar solar este *calendarul egiptean*, cu o durată a anului de 365 zile, dedusă după revărsările Nilului, care aveau loc după răsăritul heliac al stelei Sirius (data cînd această stea răsărea înaintea Soarelui sau chiar odată cu el). Anul era împărțit în 12 luni de 30 zile urmate de cinci zile suplimentare. Fiind prea scurt, începutul anului egiptean se deplasează față de începutul anului tropic, astfel încît în 1508 ani parcurge toate zilele anului tropic, avansînd cu un an față de succesiunea anilor tropici. Acest fenomen este remarcat de Romani, care constată necesitatea introducerii unui nou calendar.

Iulius Caesar (în anul 46 î.e.n.) introduce un nou calendar, alcătuit de astronomul Sosigene (din Alexandria), care a fost numit *calendarul iulian* (stilul vechi). În acest calendar durata anului este de 365,25 zile (anul iulian), durată medie ce se realizează luînd succesiv trei ani (*simpli*) de 365 zile și al patrulea (*bisect*) de 366 zile. Astfel în numărătoarea anilor, anii divizibili cu patru sînt bisecți, luna februarie avînd 29 de zile (în anii simpli această lună are 28 de zile). Anul iulian este mai lung cu 0,0078 zile decît cel tropic, din această cauză în 384 ani se acumulează o întîrziere de trei zile față de succesiunea anilor tropici.

---

* Numărul de 7 zile din săptămînă își are originea în prejudecata geocentristă că există 7 planete (între care și Soarele și Luna). Denumirile zilelor săptămînii provin din numele acestora.

Această diferență ajunge la 10 zile în secolul al XVI-lea, cînd se constată dificultăți în stabilirea datei pentru anumite sărbători religioase (data Paștilor). Papa Grigore al XIII-lea introduce, în anul 1582, un calendar nou, realizat de astronomul și matematicianul italian Lilius, numit *calendarul gregorian* (stilul nou). Pentru eliminarea diferenței dintre succesiunea anilor calendaristici și succesiunea anilor tropici, la introducerea calendarului gregorian se hotărește ca:

(1) După 4 octombrie 1582 să urmeze 15 octombrie 1582. Prin aceasta se înlătură diferența de 10 zile amintită înainte.

(2) Să nu se mai considere bisecți anii care, indicînd secolul, nu au numărul sutelor divizibil cu patru (ex. 1700,1800, 1900, 2100 etc.). În acest fel se evită acumularea unei diferențe însemnate în viitorii cîțiva mii de ani.

Calendarul gregorian este calendarul modern, adoptat astăzi de majoritatea țărilor. În țara noastră acest calendar a fost introdus în anul 1924.

Durata medie a anului gregorian este de 365, 2425 zile. Astfel succesiunea anilor calendaristici, după calendarul gregorian, dau o întîrziere de o zi la 3300 de ani.

Stabilirea începutului anului la 1 ianuarie — *Anul nou* — este convențională.

S-au imaginat calendare solare mai precise decît cel gregorian. Dar deocamdată acesta se consideră suficient de precis și nu se simte nevoia schimbării lui, în ceea ce privește raportul dintre anul calendaristic și cel tropic (succesiunea anilor bisecți se face după reguli destul de simple). Calendarul gregorian are, însă, incovenientul că durata lunii variază de la 28 la 31 de zile. De asemenea trimestrele anului au durate inegale.

S-au propus mai multe proiecte de reformare a calendarului gregorian. Un proiect simplu și aparent convenabil propune ca toate cele patru trimestre ale anului să fie egale, avînd fiecare 13 săptămîni (91 de zile). Prima lună a fiecărui trimestru ar urma să aibă 31 de zile, iar următoarele două, cîte 30 de zile. În acest mod fiecare trimestru și fiecare an ar începe în aceeași zi a săptămînii. În anii simpli s-ar adăuga o zi suplimentară (de repaus) între 30 decembrie și 1 ianuarie, iar în anii bisecți două asemenea zile (una între 30 iunie și 1 iulie).

2°. **Calendare lunare.** Unitatea de timp este, în acest caz, luna sinodică. Luna calendaristică are alternativ 29 de zile și 30 de zile. Anul lunar are 12 luni și 354 sau 355 de zile, durata lui medie fiind egală cu 12 luni sinodice, independentă de durata anului tropic. Această durată medie se asigură prin cicluri de 30 de ani, în care 19 ani au 354 de zile, iar 11 ani au 355 de zile. Ca exemplu de calendar lunar este calendarul utilizat (și în prezent) de musulmani.

3°. **Calendare luni-solare.** Aceste calendare utilizează ambele unități: luna sinodică și anul tropic, bazîndu-se pe relația: 235 luni sinodice $\simeq$ 19 ani tropici (ciclul Meton). Într-un ciclu de 19 ani calendaristic, 12 ani au cîte 12 luni, iar 7 ani au cîte 13 luni. Anii de 12 luni au 353 sau 354 de zile, iar anii de 13 luni au 383 sau 384 de zile. Luna calendaristică are, și în acest caz, 29 sau 30 de zile. Ca exemplu de calendar luni-solar este calendarul evreiesc.

4° **Eră.** Momentul de la care începe numărarea anilor (*era*) este arbitrar. Se cunosc circa 200 de ere diferite, legate de anumite evenimente, ca: olimpiadele la Greci, întemeierea Romei (*ab urbe condita*, 754 î.e.n.) la Romani etc.

După răspîndirea creștinismului s-a introdus așa-numita „eră creștină", în care anii se numără de la data legendară a „nașterii lui Christos". În prezent aceasta este era cea mai răspîndită, fiind numită *era noastră* — e.n. — Anii anteriori acestei ere se notează î.e.n. (înaintea erei noastre).

În Astronomie (mai ales în Astrofizică, la studiul stelelor variabile) este utilă numărarea continuă a zilelor, indicate prin *Data Iuliană*. Ziua iuliană începe la miezul zilei (12^h TU). Începutul *Perioadei Iuliene* a fost fixat în mod arbitrar la 1 ianuarie, anul 4713 î.e.n. (la miezul zilei).

Capitolul 3

ELEMENTE DE ASTRONOMIE PRACTICĂ

§ 3.1. Despre problemele Astronomiei practice

Astronomia practică este partea Astronomiei care se ocupă cu studiul metodelor de observație astronomică, al instrumentelor și al erorilor de observație. Ea abordează probleme cu aplicație directă în practică, probleme legate de satisfacerea unor necesități ale vieții cotidiene.

O asemenea problemă este, de exemplu, determinarea timpului. Nu există domeniu al activității umane în care cunoașterea timpul uisă nu joace o importanță primordială. Viața economică, socială, științifică (toate domeniile de activitate), cer cunoașterea timpului cu o precizie mai mare sau mai mică. Pentru satisfacerea nevoilor practice ale omului, radiodifuziunea transmite periodic semnale orare. Această transmisiune este realizată de laboratoare științifice, cunoscute sub numele de „Serviciul orei", laboratoare care dispun de păstrătoare de timp de mare precizie (orologii cu cuarț, orologii atomice), al căror mers este controlat cu ajutorul observațiilor astronomice.

Determinarea coordonatelor geografice are aplicații importante în stabilirea formei și dimensiunilor Pământului (geodezie), în navigația maritimă și aeriană etc. Determinarea azimutelor obiectelor terestre este importantă în triangulație (geodezie) și în probleme de gravimetrie, domenii cu aplicație directă în economia națională. Mai amintim aici și aplicațiile în topografie, cartografie și balistică, domenii importante atît pentru dezvoltarea forțelor de producție, cît și pentru asigurarea apărării Patrici.

Stații științifice speciale asigură „Serviciul de latitudini", care determină variațiile mici ale latitudinii geografice pentru anumite puncte terestre, variații legate de deplasarea polilor

terești și — într-o anumită măsură — de deriva continentelor.

Metodele astronomice de orientare se aplică nu numai în navigația maritimă și aeriană, ci și în navigația cosmică.

În sfîrșit, determinarea coordonatelor aștrilor stă la baza realizării sistemului de referință inerțial, pentru care Astronomia obține aproximații din ce în ce mai bune pe măsura perfecționării mijloacelor de observație.

În cele ce urmează vom prezenta cîteva din metodele și instrumentele de bază ale Astronomiei practice. Principalele probleme ale Astronomiei practice sînt: orientarea, determinarea timpului (ora exactă), determinarea coordonatelor geografice ale unui punct terestru și determinarea cordonatelor aștrilor.

§ 3.2. Orientarea. Determinarea coordonatelor orizontale

Problema orientării într-un punct dat revine la *cunoașterea unei direcții determinate* în acel punct. Dacă sîntem pe mare sau în aer (avion), orientarea mai cuprinde și *cunoașterea coordonatelor geografice* ale punctului în care ne găsim, precum și (în aviație) cunoașterea altitudinii punctului respectiv. O deosebită importanță are problema orientării în *zborurile cosmice*, care cuprinde cunoașterea poziției (coordonatelor) navei cosmice și a unei direcții. Această orientare se realizează, de asemenea, prin metode astronomice, în care scop se utilizează stele luminoase (de exemplu Canopus — α Carinae).

Pe uscat (într-un punct de observație fixat), orientarea revine la determinarea direcției meridianei locului, NS. Vom vedea cum se efectuează această determinare cu teodolitul.

1°. **Teodolitul** (Instrumentul universal). Principalele părți ale unui instrument astronomic sînt: sistemul de vizare, sistemul de măsurare și montura instrumentală.

Sistemul de vizare are rolul de a fixa direcția spre astrul observat. El constă dintr-o lunetă sau dintr-un telescop, iar în domeniul radio (sistemul de „ascultare") dintr-un radiotelescop. Pe lîngă fixarea direcției astrului, luneta, telescopul și radiotelescopul au rolul de a concentra o cantitate cît mai mare de radiații electromagnetice, caracterizată prin anumite mărimi fizice. De aceea vom prezenta în vol. II descrierea detaliată a acestor

sisteme. Amintim numai că părţile principale ale lunetei sînt obiectivul şi ocularul, unite printr-un tub. În centrul ocularului se pune o cruce de fire.

Sistemul de măsurare constă din cercuri gradate şi accesorii de măsurare: verniere, lupe, microscoape, nivele, micrometre etc.

Montura instrumentală constă din sistemul de axe care permit rotaţia lunetei (telescopului) şi din suportul instrumentului. Montura variază după tipul de instrument şi după problemele pe care le rezolvă: montura zenitală, ecuatorială etc.

Teodolitul este un instrument cu montură zenitală (sau azimutală) constituit dintr-o mică lunetă astronomică, ce se poate roti în jurul a două axe perpendiculare una pe alta: o axă *verticală* şi una *orizontală*. Aşezarea verticală, respectiv orizontală a acestor axe se realizează cu ajutorul unor nivele şi şuruburi de reglaj. Unghiurile de rotaţie ale lunetei în jurul celor două axe se citesc pe două cercuri gradate: cercul *orizontal* şi cercul *vertical* (fig. 3.1). Instrumentul se sprijină pe un trepied. Teodolitul este un instrument mic, portabil, utilizat în expediţii pentru orientare, determinarea coordonatelor geografice etc., de aceea precizia pe care o asigură nu este prea ridicată: cel mult 5—10″ (depinzînd de construcţia lui).

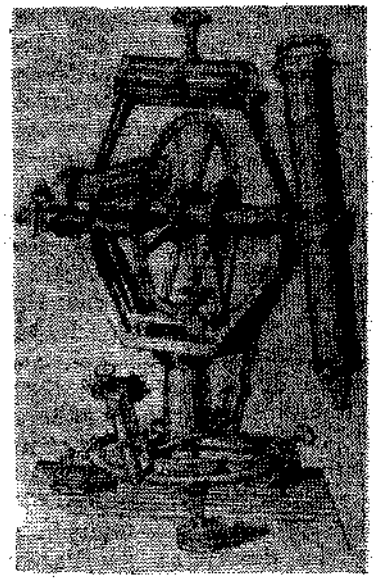


Fig. 3.1. Teodolitul.

Cu ajutorul teodolitului se poate determina direcţia meridianei locului (NS), prin *metoda înălţimilor egale*. Aceasta constă în a efectua două citiri A_1, A_2 pe cercul orizontal, vizînd un astru în două poziţii simetrice faţă de meridian, la aceeaşi înălţime deasupra orizontului (una înainte, alta după trecerea prin meridian). Atunci citirea pe cercul orizontal corespunzătoare punctului cardinal Sud, A_0, va fi dată de

$$A_0 = \frac{A_1 + A_2}{2}. \tag{3.1}$$

Valoarea A_0 poate fi obţinută şi cu ajutorul unui reper terestru (R) de azimut cunoscut, A_R. Acest azimut se poate determina măsurînd la un moment dat diferenţa azimutelor $\Delta A = A_R - A_\sigma$, egală cu diferenţa citirilor pe cercul orizontal pentru reperul R şi un astru σ. Azimutul astrului se poate determina din formula (cf. § 1.8).

$$\cos A_\sigma = \frac{\cos z \sin \varphi - \sin \delta}{\sin z \cos \varphi} \tag{3.2}$$

Dacă în momentul vizării astrului se măsoară distanţa zenitală z, presupunînd cunoscută declinaţia lui δ şi latitudinea geografică φ rezultă A_σ. Mai departe (fig. 3.2).

$$A_R = A_\sigma + \Delta A \tag{3.3}$$

Din A_R rezultă valoarea A_0 pe baza primei formule (3.7), care va fi explicată mai jos.

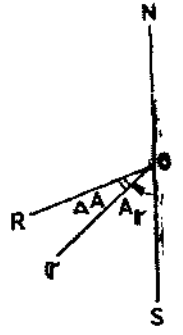


Fig. 3.2. Azimutul unui reper terestru.

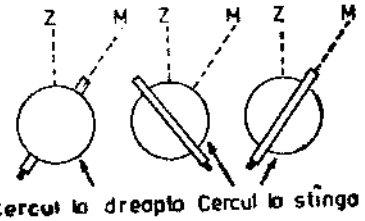


Fig. 3.3. Schema de determinare a citirii corespunzătoare zenitului.

Pentru determinarea coordonatelor orizontale ale unui astru, în afară de A_0 mai avem nevoie de citirea z_0 pe cercul vertical corespunzătoare zenitului, care se determină prin ***metoda dublei răsturnări***. Aceasta constă în a efectua două citiri pe cercul vertical, vizînd un reper terestru (fix), în două poziții ale instrumentului care diferă în azimut cu 180° (conform schemei din fig. 3.3). Dacă z_d este citirea în poziția „cercul la dreapta" și z_s — în poziția „cercul la stînga", atunci

$$z_0 = \frac{z_d + z_s}{2} \tag{3.4}$$

iar distanța zenitală a reperului, z_R, va fi

$$z_R = \pm \frac{z_d - z_s}{2} \tag{3.5}$$

semnul alegîndu-se astfel încît rezultatul să fie pozitiv. Din (3.4), (3.5) mai putem scrie

$$z_R = \pm(z_d - z_0),\ z_R = \pm\,(z_0 - z_s) \tag{3.6}$$

semnul depinzînd de modul cum este gradat cercul vertical.

Vizînd un astru, fie A_{citit} și z_{citit}, citirile pe cele două cercuri. Citirile pe cercul vertical se fac, de regulă, păstrînd o poziție determinată a cercului (de exemplu „cercul la dreapta"). Atunci coordonatele orizontale A, z ale astrului vor fi

$$A = A_{citit} - A_0,\ z = \pm\,(z_{citit} - z_0) \tag{3.7}$$

Evident, formulele (3.7) se pot aplica și în cazul determinării coodonatelor orizontale ale unor repere terestre (de exemplu la determinarea azimutelor, în triangulație).

10—60

Cu teodolitul se mai pot rezolva, cu precizie redusă, și alte probleme de Astronomie, ca: măsurarea coordonatelor geografice, determinarea orei exacte etc.; de aceea se mai numește și instrument universal.

2°. **Sextantul.** Pentru orientarea pe mare și în aer, în navigația maritimă și aeriană se utilizează un instrument portabil, simplu, care nu are nevoie de vreun suport fix, numit ***sextant***. Acesta se compune dintr-un cadru metalic de forma unui sector circular, al cărui arc gradat AB este numai puțin mai mare de 60° (o șesime de cerc — de unde și denumirea de sextant). Arcul gradat AB (limbusul) este unit cu centrul său O_1 prin două spițe metalice (fixe) O_1A și O_1B (fig. 3.4). Între spițele fixe O_1A și O_1B se găsește spița mobilă O_1C, care se rotește în jurul lui O_1. În O_1, de-a lungul lui O_1C, perpendicular pe planul sextantului se găsește o oglindă. Pe spița O_1B, perpendicular pe planul sextantului, așezată paralel cu spița O_1A — se găsește o a doua oglindă (oglinda-ferestruică) O_2. Pe O_1A, paralel cu planul sextantului, orientată spre O_2 se fixează o mică lunetă astronomică. Instrumentul se ține în mînă cu un mîner. El se utilizează pentru măsurarea unghiului format de direcțiile spre două obiecte (spre doi aștri) σ_1, σ_2, concurente în ochiul observatorului, O. În momentul cînd imaginile aștrilor (obiectelor) se suprapun în lunetă, avem (din figură).

$$\hat{1} = 2\alpha - 2\beta = 2(\alpha - \beta) = 2\ \ \hat{2} \tag{3.8}$$

unghiul $\hat{2}$ măsurîndu-se prin arcul de cerc AC. Instrumentul se utilizează mai ales pentru determinarea înălțimii aștrilor

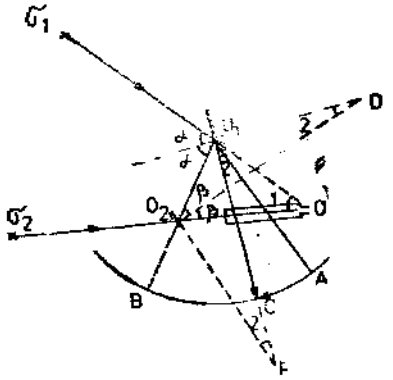


Fig. 3.4. Schema sextantului.

deasupra orizontului. Se pot măsura cu el și unghiuri orizontale.

Pe mare este utilizat la determinarea coordonatelor geografice (vezi § 3.4).

Problema orientării și a determinării coordonatelor orizontale (azimutelor unor direcții) are numeroase aplicații în Geodezie (studiul formei și dimensiunilor Pământului, metoda triangulației), inclusiv în Geodezia cosmică (triangulația cosmică), în Topografie, Cartografie — științe strîns legate de dezvoltarea economiei naționale.

§ 3.3. Determinarea orei exacte

Problema măsurării timpului s-a studiat, sub aspect teoretic, în cap. 2. Ne interesează, acum, modul de determinare practică a timpului (orei exacte). Această determinare se efectuează cu ajutorul *instrumentului de treceri*. El constă dintr-o lunetă care se poate roti în jurul unei axe orizontale așezată pe direcția Est-Vest. Luneta este cotită, ocularul Oc găsindu-se la un capăt al axei orizontale (o prismă deviază mersul razelor). La celălalt capăt al axei orizontale se află dispozitivul de iluminat cîmpul ocularului, I. În planul focal al lunetei se află mai multe fire reticulare cu ajutorul cărora se determină momentul trecerii unei stele prin meridianul locului. Pe axa orizontală se află un cerc gradat C, cu ajutorul căruia se orientează luneta. Capetele axei orizontale se sprijină pe un suport greu metalic, iar acesta cu ajutorul unor picioare șuruburi — pe un stîlp de beton. Cu ajutorul manivelei M, luneta poate fi rotită cu 180° (fig. 3.5 și 3.6).

Principiul determinării orei exacte este următorul. Fie o stea fundamentală de coordonate ecuatoriale (α, δ) cunoscute. Fie s timpul sideral și H unghiul orar al stelei la un moment dat. Între s, α și H avem relația (2.2) : $s = \alpha + H$. În momentul cînd steaua trece la meridian, $H = 0$, deci $s = \alpha$. Fie s_c timpul indicat de pendulă (orologiu) în momentul cînd steaua trece la meridian (timpul citit — sau citirea). Atunci *corecția păstrătorului de timp* (pendulă, orologiu, cronometru etc), C_p, va fi dată de diferența

$$C_p = s - s_c = \alpha - s_c \qquad (3.9)$$

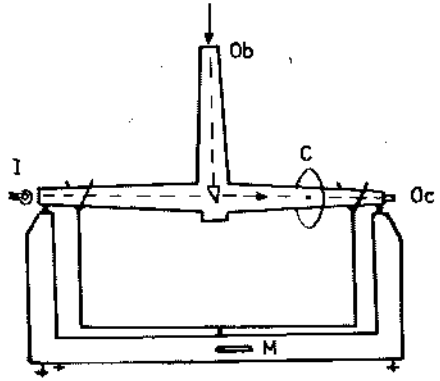


Fig. 3.5. Schema lunetei de treceri.

Fig. 3.6. Luneta de treceri.

Citirea s_c se poate determina prin diferite metode : vizuală, automată, fotoelectrică. Fie s_{c1}, s_{c2}, ..., s_{cn} — citirile la cele n fire reticulare. Citirea s_c va fi media lor aritmetică

$$s_c = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^{n} s_{ci} \qquad (3.10)$$

Astfel determinarea orei exacte revine la determinarea corecției păstrătorului de timp. În determinările de mare precizie, în formula (3.9) trebuie să se mai introducă cîțiva termeni corectivi care iau în considerare influența *erorilor instrumentale* asupra determinării. Avînd ora siderală exactă, cu formula (2.20) se poate obține ora solară medie, iar cu formulele (2.26), (2.27) ora legală. Ora exactă se poate determina în mod analog, și cu *luneta meridiană* (vezi § 3.5).

Cunoașterea orei exacte este importantă pentru toate domeniile activității umane. Pentru asigurarea orei exacte marile observatoare astronomice (inclusiv Centrul de Astronomie și Științe Spațiale din București), organizează așa-numitele „Servicii ale orei" (sau „timpului"), care determină prin observații și difuzează ora exactă pentru toată lumea. Pentru scopuri științifice, unele observatoare emit continuu semnale orare pe anumite lungimi de undă (kilometrice).

§ 3.4. Determinarea coordonatelor geografice

1°. **Latitudinea geografică.** Aceasta se determină cu ajutorul *lunetei meridiane*. Instrumentul constă dintr-o lunetă care se poate roti în jurul unei axe orizontale AB, fixate pe direcţia Est-Vest (fig. 3.7, 3.8). Astfel luneta rămîne tot timpul în planul meridianului. Rotaţia în jurul axei orizontale se poate citi pe cercul CD. Dacă acest cerc are dimensiuni mari ($D \sim$ ~ 1 m), asigurînd determinări de mare precizie, instrumentul se numeşte *cerc meridian**. Luneta este fixată (nu sprijinită) pe suporţi, de aceea nu se poate roti cu 180°, ca instrumentul de treceri. Piloni masivi din beton asigură lunetei o stabilitate deosebită.

Luneta meridiană se utilizează pentru: determinarea orei exacte (la fel ca instrumentul de treceri), determinarea coordonatelor geografice ale locului de observaţie şi determinarea coordonatelor ecuatoriale ale stelelor.

Determinarea latitudinii geografice se efectuează pe baza relaţiilor (1.14), (1.15).

$$\varphi = \delta \pm z_m \quad \text{— la culminaţia superioară} \qquad (3.11)$$

$$\varphi = 180° - (\delta + z_m) \quad \text{— la culminaţia inferioară} \qquad (3.12)$$

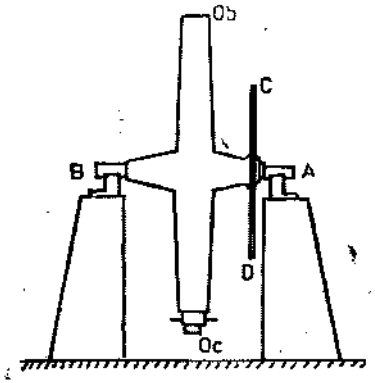


Fig. 3.7. Schema lunetei meridiane.

Fig. 3.8. Luneta meridiană.

* Centrul de Astronomie şi Ştiinţe Spaţiale din Bucureşti dispune de un cerc meridian de mare precizie, considerat că fiind cel mai precis din sud-estul Europei.

Se observă trecerea la meridian a unui astru de declinaţie cunoscută, δ, şi se măsoară distanţa zenitală meridiană z_m. Fie z_{est} citirea pe cercul vertical, în momentul trecerii astrului la meridian şi z_0 — citirea corespunzătoare zenitului. Citirea z_0 (neputîndu-se obţine prin dublă răsturnare) se determină astfel. Sub luneta meridiană se plasează o baie cu mercur. Se întoarce luneta cu obiectivul (Ob) spre Nadir şi se reglează pînă cînd imaginea directă a crucii de fire coincide cu imaginea ei reflectată în baia cu mercur. De pe cercul vertical obţinem atunci citirea la Nadir, z'_0. Citirea la zenit va fi

$$z_0 = z'_0 \pm 180° \qquad (3.13)$$

Distanta zenitală meridiană, va fi atunci

$$z_m = z_{citit} - z_0 \qquad (3.14)$$

Latitudinea geografică poate fi determinată şi cu instrumentul (luneta) de treceri, pe baza aceloraşi relaţii (3.11), (3.12), (3.14), dar atunci z_0 se poate obţine cu (3.3) prin metoda dublei răsturnări.

2°. **Longitudinea geografică.** Se poate determina de asemenea cu ajutorul lunetei meridiane sau cu luneta de treceri. Determinarea longitudinii geografice se bazează pe relaţia dintre timpurile locale şi longitudine, reducîndu-se la determinarea timpului (orei exacte). Fie t_{loc} unul din timpurile locale (s, t_a sau t_m). Dacă în acelaşi moment de timp (fizic), din punctele terestre A (de longitudine L_A — necunoscută) şi B (de longitudine L_B — cunoscută) se determină timpul local (în acelaşi sistem de timp), atunci putem scrie, conform relaţiilor (2.23):

$$t_{loc}(A) - t_{loc}(B) = L_A - L_B \qquad (3.15)$$

de unde rezultă longitudinea necunoscută, L_A. Pentru a măsura timpul local în acelaşi moment, în cele două puncte A, B, trebuie observat un fenomen ceresc vizibil în ambele puncte. Mult timp s-au utilizat în acest scop eclipsele sateliţilor planetei Jupiter.

În prezent problema determinării longitudinii geografice este facilitată prin transmiterea semnalelor orare (prin radio sau televiziune). Din observaţiile asupra Soarelui putem obţine timpul solar mediu (local), t_m, conform relaţiei (2.14)

$$t_m = H_\odot + \tau_i + 12^h \qquad (3.16)$$

Recepționînd semnalele orare, să zicem, de la Greenwich, avem timpul universal TU (putem recepționa și semnalele dintr-un loc situat într-un fus oarecare n; atunci $TU = T_n - n^h$). Din relația (2.26) rezultă longitudinea geografică L,

$$L = t_m - TU \tag{3.17}$$

3°. **Determinarea simultană a coordonatelor geografice (metoda lui Sumner).** Uneori, mai ales în probleme de navigație maritimă și aeriană, este necesară determinarea rapidă, simultană, a coordonatelor geografice (L, φ). În acest scop se utilizează noțiunea de *punct substelar* (sau *loc geografic*) al unui astru, definit ca fiind punctul de pe suprafața Pămîntului care are astrul $\sigma(\alpha, \delta)$ la Zenit în momentul considerat. Coordonatele geografice ale punctului substelar se obțin astfel:

La culminația superioară $\varphi = \delta \pm z_m$. Culminația avînd loc la Zenit, $z_m = 0$, deci $\varphi = \delta$. De asemenea avem $H = 0$ și din relația $s = \alpha + H$, rezultă $s = \alpha$. Mai departe din relațiile (2.24), avem $s = s_G + L$, de unde obținem $L = s - s_G = \alpha - s_G$, unde s_G este momentul sideral la Greenwich, în momentul cînd astrul este la zenitul punctului substelar considerat (obținut de la un cronometru reglat ca să indice timpul sideral Greenwich). Prin urmare coordonatele geografice ale punctului substelar sînt

$$\varphi = \delta, \quad L = \alpha - s_G \tag{3.18}$$

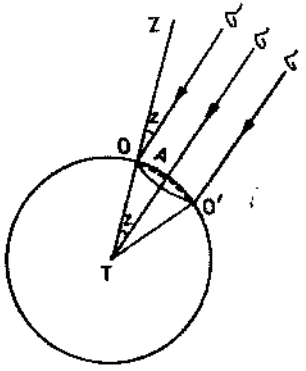


Fig. 3.9. Punctul substelar.

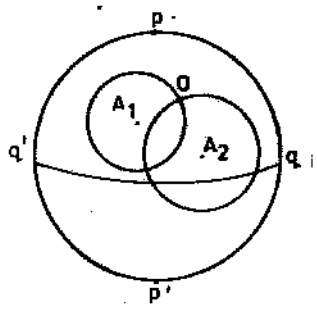


Fig. 3.10. Cercurile de poziție.

Considerînd Pămîntul sferic și razele de la astru paralele, mulțimea punctelor de pe suprafața Pămîntului din care astrul se vede la distanța zenitală z, reprezintă un cerc mic cu centrul în punctul substelar A și de rază unghiulară z — numit *cerc de poziție* sau *cercul înălțimilor egale* (fig. 3.9).

Dacă observatorul măsoară (cu ajutorul sextantului) două distanțe zenitale z_1, z_2, pentru doi aștri $\sigma_1(\alpha_1, \delta_1)$, $\sigma_2(\alpha_2, \delta_2)$, trasînd cu centrele în punctele substelare A_1, A_2, cercurile de poziție de raze z_1, z_2, va găsi la intersecția lor, poziția în care se găsește vasul (nava). Practic trasarea se face pe un glob terestru pe care se găsește rețeaua de paralele și de meridiane. Cele două cercuri se intersectează în două puncte (fig. 3.10), însă alegerea între ele se face ușor, deoarece distanța dintre ele este mare pe suprafața Pămîntului.

§ 3.5. Determinarea coordonatelor ecuatoriale ale aștrilor

Coordonatele ecuatoriale ale stelelor se pot determina fie prin *metode absolute*, fie prin *metode diferențiale* (sau relative).

1°. **Metode absolute.** În acest caz, determinarea coordonatelor unui astru nu prespune cunoașterea coordonatelor altor aștri. Să presupunem că s-au observat trecerile unui astru circumpolar la cele două culminații: superioară (la nord de Zenit) și inferioară. Fie z_{ms} și z_{mi} distanțele zenitale meridiane corespunzătoare, măsurate cu luneta meridiană. Din relațiile (1.14), (1.15) avem

$$\varphi = \delta - z_{ms}, \quad \varphi = 180° - (\delta + z_{mi})$$

de unde rezultă

$$\varphi = 90° - \frac{z_{mi} + z_{ms}}{2}, \quad \delta = 90° - \frac{z_{mi} - z_{ms}}{2} \tag{3.19}$$

Cu formulele (3.19) obținem simultan declinația astrului și latitudinea geografică a locului de observație.

Avînd latitudinea geografică, declinațiile altor aștri, se pot determina, măsurînd (cu luneta meridiană) pentru fiecare astru, distanța zenitală, z_m, la o singură culminație. Avem

$$\delta = \varphi \mp z_m \text{ — la culminația superioară} \tag{3.20}$$

$$\delta = 180° - (\varphi + z_m) \text{ — la culminația inferioară} \tag{3.21}$$

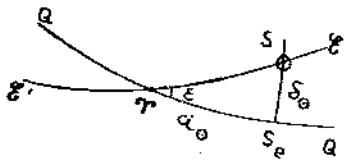


Fig. 3.11. Coordonatele Soarelui.

În formula (3.20) se ia semnul (−) dacă culminația superioară are loc la sud de Zenit și (+) — la nord de Zenit.

Pentru determinarea ascensiei drepte a unui astru se procedează astfel. Mai întîi din observații asupra Soarelui se determină ascensia lui dreaptă, $\alpha_\odot$. Fie QQ' — ecuatorul ceresc, εε' — ecliptica, $S(\alpha_\odot, \delta_\odot)$ — poziția Soarelui pe ecliptică la un moment dat, γ — punctul vernal și S_e intersecția cercului orar al Soarelui cu ecuatorul (fig. 3.11). Se vede că triunghiul $\gamma S_e S$ este dreptunghic (unghiul $\gamma S_e S$ este drept). Aplicînd formulele lui Gauss obținem

$$\sin \alpha_\odot = \frac{\operatorname{tg} \delta_\odot}{\operatorname{tg} \varepsilon} \tag{3.22}$$

Observînd zilnic trecerea Soarelui la meridian, obținem din măsurări declinația lui, $\delta_\odot$ (care variază de la o zi la alta). Din valorile extreme ale lui $\delta_\odot$ (obținute la solstiții), rezultă înclinarea eclipticii pe ecuator, ε. Mai departe, formula (3.22) permite calculul ascensiei drepte a Soarelui, $\alpha_\odot$, pentru fiecare zi (în care s-a observat trecerea lui la meridian). Din $\alpha_\odot$ rezultă timpul sideral $s = \alpha_\odot$ (la meridian $H_\odot = 0$), respectiv corecția păstrătorului de timp $c_p = \alpha_\odot - s_c$ (din ec. (3.9)).

Dacă noaptea observăm treceri de stele (aștri) la meridian (culminația superioară), ascensiile lor vor fi date de relațiile

$$\alpha_i = s_i,\ s_i = s_{c\,i} + C_{p,i}\ ;\ i = \overline{1,\ m},\ m \text{ aștri} \tag{3.23}$$

unde corecțiile $C_{p,i}$ — rezultă din observațiile asupra Soarelui.

Observație. Ora exactă sau ascensiile aștrilor pot fi obținute și din observații efectuate la culminația inferioară (pentru aștri circumpolari), dar atunci în relația fundamentală $s = \alpha + H$, trebuie să punem $H = 12^h$.

2°. **Metode diferențiale** (relative). Pentru a determina coordonatele ecuatoriale necunoscute (α, δ) ale unui astru σ, considerăm că avem un astru de referință σ_0 ale cărui coordonate (α_0, δ_0) se cunosc. Fie

$$\Delta\delta = \delta - \delta_0,\ \Delta\alpha = \alpha - \alpha_0 \tag{3.24}$$

diferențele coordonatelor. Determinarea coordonatelor necunoscute revine la determinarea acestor diferențe. În acest scop putem utiliza :

(1) *Luneta meridiană.* Observînd trecerile aștrilor la meridian (cu ajutorul lunetei meridiane), putem determina diferențele de distanțe zenitale dintre cei doi aștri, $\Delta z = z_m - z_{m0}$, precum și diferențele de momente siderale ale trecerilor la meridian, $\Delta s = s - s^\circ$. Atunci diferențele coordonatelor lor ecuatoriale, (3.24), vor fi date de relațiile

$$\left.\begin{aligned} \Delta\delta &= \mp \Delta z_m \text{ — la culminația superioară} \\ \Delta\delta &= -\Delta z_m \text{ — la culminația inferioară} \end{aligned}\right\} \tag{3.25}$$

$$\Delta\alpha = \Delta s \tag{3.26}$$

În prima relație (3.25) se ia semnul (−) sau (+) după cum culminația superioară are loc la sud sau la nord de Zenit.

Avînd diferențele coordonatelor, rezultă coordonatele necunoscute : $\alpha = \alpha_0 + \Delta\alpha$, $\delta = \delta_0 + \Delta\delta$.

(2) *Instrumentul ecuatorial.* Schema acestui instrument este următoarea. Axa principală a instrumentului, numită *axa orară*, (axa AB, în fig. 3.12) este paralelă cu axa lumii, fiind înclinată față de orizont (meridiana SN) cu unghiul φ — latitudinea geografică a locului de observație. Perpendicular pe această axă se găsește fixat cercul C_1 numit *cerc orar*. O a doua axă, numită *axa de declinație*, poartă pe ea un cerc C_2 — *cercul de declinație* și instrumentul de observație L, (luneta sau telescopul — descrierea lor e dată în vol. II.). Acesta poate urmări astrul printr-o singură mișcare (în rotația diurnă), mișcarea în jurul axei AB, care se poate realiza cu un mecanism orar.

Să presupunem că în cîmpul ocularului instrumentului ne apar cei doi aștri $\sigma_0(\alpha_0, \delta_0)$ și $\sigma(\alpha, \delta)$. Aducem pe σ_0 în centrul crucii de fire, în care firul EF este paralel cu ecuatorul ceresc, iar GH ⊥ EF (fig. 3.13). Prin măsurări micrometrice se determină distanța unghiulară d și unghiul de poziție p. Atunci din figură, rezultă

$$\left.\begin{aligned} \widehat{\sigma_0\sigma'} &= \Delta\alpha \cdot \cos\delta_0 = d\cos p \\ \widehat{\sigma'\sigma} &= \Delta\delta \qquad\quad = d\sin p \end{aligned}\right\} \tag{3.27}$$

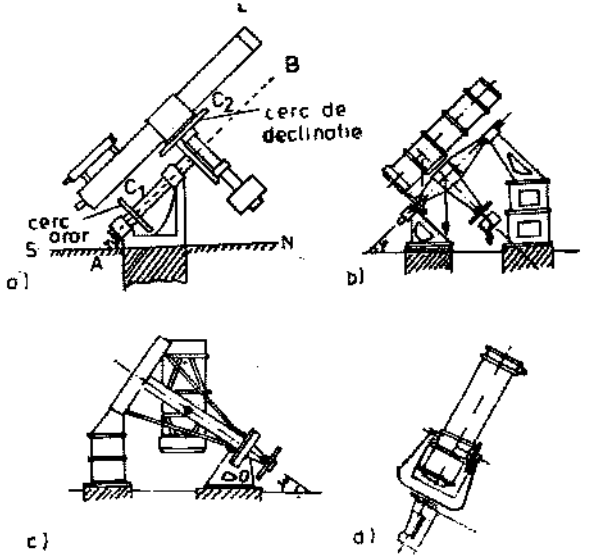


Fig. 3.12. Schema instrumentului ecuatorial. Diferite monturi ale acestui instrument.

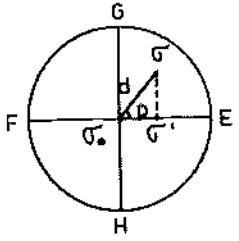


Fig. 3.13. Metoda diferențială.

de unde se obțin coordonatele ecuatoriale necunoscute.

Determinarea cu mare precizie a coordonatelor ecuatoriale ale aștrilor stă la baza sistemului de referință inerțial. La această problemă își aduce contribuția și Centrul de Astronomie și Științe Spațiale din București.

Stelele fundamentale sînt stele cu coordonate precis determinate, date în *cataloage stelare*. Aceste stele sînt ținute „sub observație" pentru a se pune în evidență eventuale *mișcări proprii*.

§ 3.6. Mișcările proprii ale stelelor

Determinînd coordonatele ecuatoriale ale stelelor la intervale mari de timp, după eliminarea corecțiilor de refracție, paralaxă, aberație, precesie și nutație (cf. cap. 4), se constată că acestea variază datorită mișcării stelelor în spațiu.

Fie $\mu_\alpha^s = \frac{\Delta\alpha^s}{\Delta t}$ variația ascensiei drepte a stelei într-un an de zile (α — în secunde de timp). Mărimea $\mu_\alpha = 15\mu_\alpha^s$ se numește mișcare proprie anuală a stelei în ascensie, măsurîndu-se în "/an. Analog, mărimea $\mu_\delta = \frac{\Delta\delta}{\Delta t}$, exprimată în "/an se numește mișcare proprie anuală a stelei în declinație. Compunînd mișcările proprii în ascensie și declinație, din figura 3.14 rezultă că deplasarea unghiulară a stelei într-un an de zile, μ, este

$$\mu = \sqrt{(\mu_\alpha \cos\delta)^2 + \mu_\delta^2} = \sqrt{(15\mu_\alpha^s \cos\delta)^2 + \mu_\delta^2} \qquad (3.27)$$

Din (3.27) rezultă că *mișcarea proprie anuală* a unei stele este unghiul sub care se vede deplasarea stelei într-un an, măsurîndu-se în "/an.

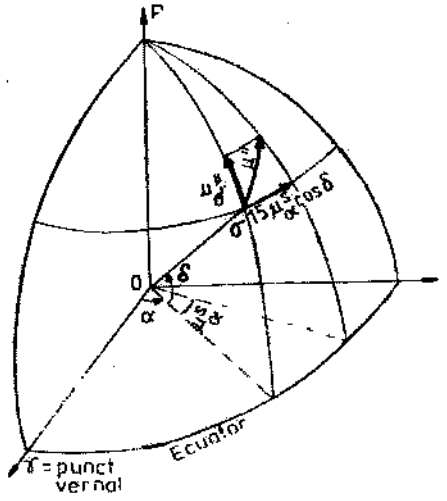


Fig. 3.14. **Mișcarea proprie anuală a unui astru.**

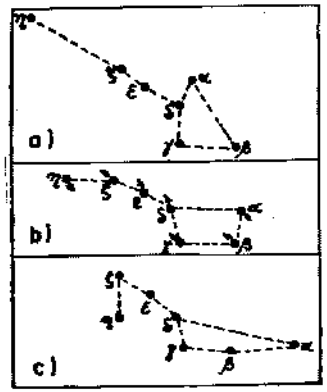


Fig. 3.15. Schimbarea aspectului constelației Ursa Mare în 100 000 ani.

Mișcările proprii ale stelelor diferă în mărime și direcție, fiind, cu excepția cîtorva zeci de stele, sub 1″/an. Cea mai mare mișcare proprie o are „steaua zburătoare" („steaua proiectil") Barnard: $\mu = 10''$, 27/an. Fiind, în general, extrem de mici ($\sim 0''$,01/an), mișcările proprii ale stelelor nu se observă cu ochiul liber. Aceasta a dus la răspîndirea termenului de „stele fixe", pozițiile relative ale stelelor părînd neschimbate. În realitate, la intervale foarte mari de timp forma constelațiilor se schimbă sensibil. Astfel, fig. 3.15 prezintă schimbarea aspectului constelației Ursa Mare în 100 000 ani: (a) forma constelației cu 50 000 ani în urmă, (b) forma constelației în prezent, (c) forma constelatiei peste 50 000 ani.

§ 3.7. Despre problemele Astronomiei fundamentale

Astronomia fundamentală se ocupă cu alcătuirea cataloagelor de poziții stelare și cu determinarea valorilor numerice ale constantelor astronomice fundamentale. Scopul Astronomiei fundamentale este determinarea practică a unui sistem de referință inerțial. Problemele ei sînt:

— determinarea coordonatelor stelelor și a mișcărilor lor proprii,

— determinarea valorilor numerice ale constantelor astronomice fundamentale.

Coordonatele stelelor fundamentale sînt înregistrate în cataloagele fundamentale, care reprezintă sistemul fundamental de referință în Astronomie. Un aport deosebit în perfecționarea

acestui sistem l-au adus în ultimul secol metodele Astronomiei fotografice. Cel mai complet catalog fundamental este „Catalogul General" („General Catalogue", prescurtat GC) al lui Boss, publicat în 1937, care conține 33 342 stele. Coordonatele (și mișcările proprii) cele mai precise pentru 1532 stele sînt date de „Al Patrulea Catalog Fundamental" („Fourth Fundamental Catalogue", prescurtat FK4). Datele anuarelor astronomice se calculează pe baza acestui catalog.

În afara cataloagelor stelare, există cataloage ale altor obiecte cerești. Astfel catalogul Messier (1784) conține date cu privire la 108 nebuloase și roiuri stelare. „Noul Catalog General de Nebuloase și Roiuri de Stele" („New General Catalogue of Nebulae and Clusters of Stars", prescurtat NGC), alcătuit de Dreyer (1888) conține informații despre 7840 obiecte, iar cele două suplimente publicate ulterior, despre încă 5386 obiecte.

În observațiile astronomice moderne, pentru determinarea cu mare precizie a coordonatelor stelelor se utilizează, pe lîngă instrumentele prezentate înainte, și alte instrumente, ca: *luneta zenitală* (fig. 3.16), *luneta zenitală fotografică* (fig. 3.17), *astrolabul impersonal* ș.a.

Fig. 3.16. Luneta zenitală.

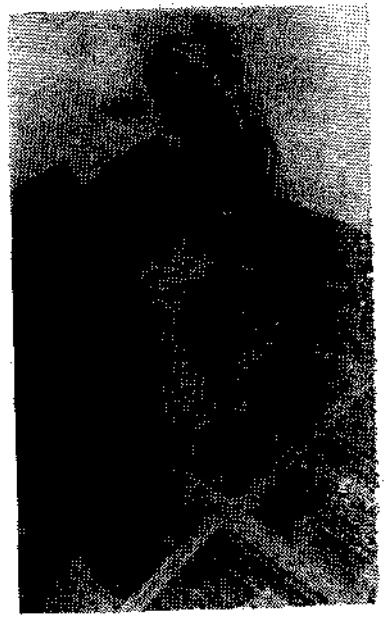


Fig. 3.17. Luneta zenitală fotografică.

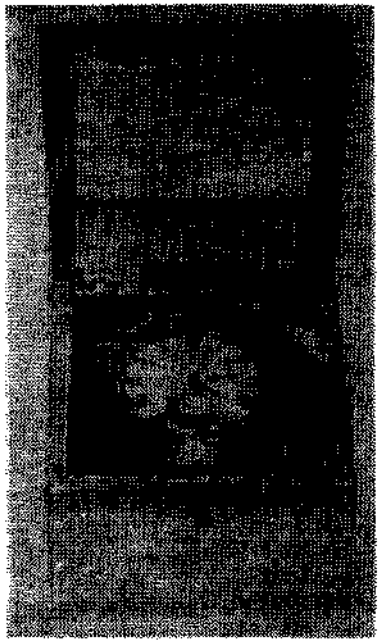


Fig. 3.18. Cronometru cu suspensie cardanică.

Fig. 3.19. Pendula Schort.

În orice observație astronomică este necesară înregistrarea cît mai precisă a momentului de observație, pe baza indicațiilor date de cronometru, pendulă, orologiul cu cuarț sau orologiul atomic. În expediții este convenabilă utilizarea cronometrului (fig. 3.18), care este ușor transportabil. Precizia lui nu este, însă, prea mare, avînd un *mers* (variația corecției C_p într-un anumit interval de timp) $\pm 0^s,3$/zi. Orologiile cu pendulă pot asigura o precizie cu două ordine de mărime mai bună. De exemplu orologiul Schort (fig. 3.19) are un mers de $\pm 0^s,002$/zi.

Precizie mai bună dau orologiile cu cuarț (fig. 3.20), care funcționează pe principiul efectului piezoelectric al unui cristal de cuarț. Oscilațiile acestuia într-un cîmp electric de înaltă frecvență se caracterizează printr-o mare stabilitate, de aceea mersul orologiilor cu cuarț este sub $\pm 0^s,0002$/zi.

Cele mai precise sînt orologiile moleculare și atomice. Ele se bazează pe oscilațiile proprii ale moleculelor (amoniac) sau

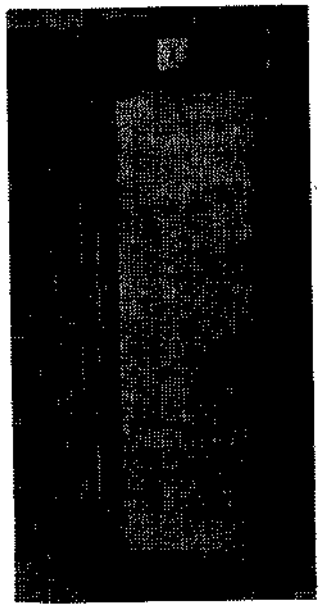


Fig. 3.20. Orologiu cu cuarț.

atomilor (cesiu). Aceste orologii sînt aparate electronice extrem de complicate și de sensibile, încît deocamdată ele nu pot să funcționeze decît un timp relativ scurt. De aceea ele sînt introduse în același circuit cu orologiile cu cuarț, pentru a verifica și corecta periodic mersul acestora din urmă.

Capitolul 4

FENOMENE CARE MODIFICĂ POZIȚIILE AȘTRILOR PE SFERA CEREASCĂ

În acest capitol ne vom ocupa cu fenomenele care modifică pozițiile reale ale stelelor pe sfera cerească, și anume: refracția, paralaxa diurnă, paralaxa anuală, aberația, precesia și nutația.

§ 4.1. Refracția astronomică

Razele de lumină care vin de la aștri traversează atmosfera terestră, a cărei densitate — deci și indice de refracție — variază (scade) cu altitudinea. De aceea, o rază de lumină, de la intrarea în atmosferă, pînă la Observatorul O, va urma un drum curbiliniu (fig. 4.1), datorită fenomenului optic de refracție.

Refracția astronomică este unghiul format de direcția inițială a razei de lumină (nedeviată de refracție), cu tangenta la raza

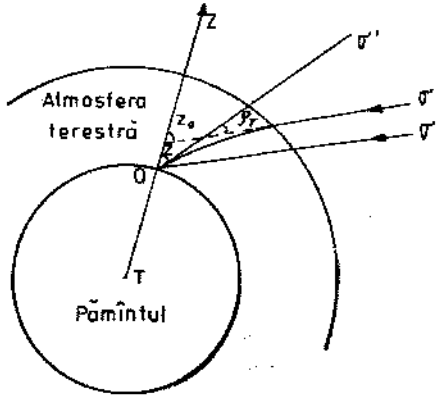


Fig. 4.1. Refracția astronomică.

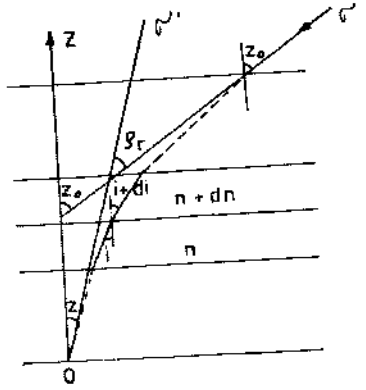


Fig. 4.2. Straturi plan-paralele.

de lumină în punctul de observație O. În figură, z_0 este *distanța zenitală adevărată* a astrului, z este *distanța* lui *zenitală aparentă*, iar ρ_r — *refracția astronomică*, care este dată de

$$\rho_r = z_0 - z \tag{4.1}$$

1°. **Formula aproximativă a refracției astronomice.** O expresie matematică aproximativă pentru refracția astronomică se poate obține în ipoteza că atmosfera terestră este formată din straturi plan-paralele, suficient de subțiri încît să se poată considera omogene (iar indicele de refracție $n = \text{const.}$ într-un strat). Atunci normalele la planele de separație dintre straturi sînt paralele cu verticala OZ (fig. 4.2). Fie două straturi vecine de indici de refracție n și $n + \mathrm{d}n$. Fie $i + \mathrm{d}i$ unghiul format de raza incidentă cu normala la planul lor de separație, și i unghiul de refracție. Din Fizică este cunoscută legea refracției

$$\frac{\sin (i + \mathrm{d}i)}{\sin i} = \frac{n}{n + \mathrm{d}n}$$

Deci pentru oricare două straturi vecine putem scrie

$$n \sin i = (n + \mathrm{d}n) \sin (i + \mathrm{d}i) \tag{4.2}$$

La intrarea razei de lumină în atmosfera terestră avem $n = 1$ (mediul interplanetar este extrem de rarefiat), iar unghiul de incidență este z_0. În locul de observație $n = n(\mathrm{O})$, raza ajungînd sub unghiul z față de verticală. Deci aplicînd relația (4.2), din aproape în aproape, putem scrie

$$n(\mathrm{O}) \sin z = \sin z_0 \tag{4.3}$$

Punînd, din (4.1), $z_0 = z + \rho_r$, şi făcînd aproximaţiile cos $\rho_r = 1$, sin $\rho_r = \rho_r$ (deoarece refracţia ρ_r este mică), relaţia (4.3) se mai scrie

$$n(O) \sin z = \sin z + \rho_r \cos z$$

de unde obţinem

$$\rho_r = a_r \operatorname{tg} z \tag{4.4}$$

unde s-a notat $a_r = n(O) - 1$ — *constanta refracţiei astronomice*. Ea depinde de densitatea atmosferei, care este funcţie de temperatură (θ) şi presiune (P); adică $a = a(\theta, P)$. Măsurătorile dau $a_r(\theta = 0°, P = 760$ mm Hg$) = 60'',25$. Pentru determinarea lui a_r la o temperatură şi presiune oarecare se utilizează formula lui Gladstone

$$a_r = 60'',25 \frac{P}{760} \cdot \frac{273°}{\theta + 273°} \tag{4.5}$$

unde temperatura θ se măsoară în °C, iar presiunea P — în mm Hg.

2°. **Integrala refracţiei.** Formula (4.4) este valabilă pentru distanţe zenitale aparente nu prea mari, putîndu-se aplica (cu o eroare sub 1'') pînă la $z \leqslant 70°$. Pentru $z > 70°$ trebuie să se ia în considerare curbura straturilor atmosferice.

Să considerăm că atmosfera terestră este formată din straturi sferice, concentrice, suficient de subţiri încît să poată fi considerate omogene. Fie T — centrul Pămîntului de rază R. Să considerăm un sistem de coordonate polare (r, θ) în planul în care se găseşte raza de lumină a astrului, cu polul T şi axa polară — verticala locului TZ. Raza de lumină va fi reprezentată printr-o curbă, pe care stratul de indice de refracţie n delimitează un arc AB, asimilabil prin segmentul de dreaptă $\overline{AB}$, a cărui direcţie formează unghiul ζ cu verticala locului (fig. 4.3). Din figură se observă că:

$$\frac{\sin(i + di)}{\sin(i - d\theta)} = \frac{n}{n + dn} \tag{4.6}$$

$$\frac{r + dr}{\sin i} = \frac{r}{\sin(i - d\theta)} \tag{4.7}$$

Eliminînd pe sin $(i - d\theta)$ între relaţiile (4.6) şi (4.7) obţinem

$$(n + dn)(r + dr) \sin(i + di) = nr \sin i \tag{4.8}$$

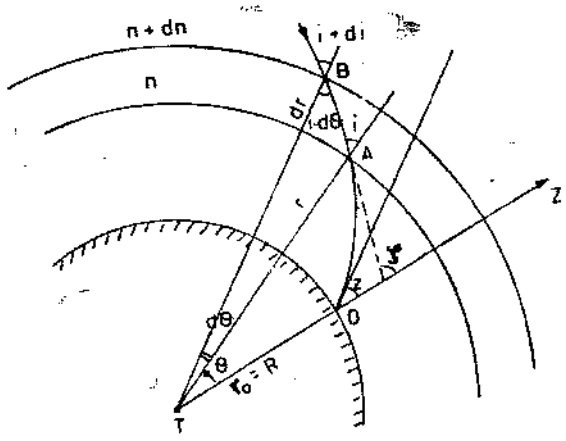


Fig. 4.3. Straturi sferice concentrice.

Cu alte cuvinte produsul $nr \sin i$ este *invariant* de-a lungul razei de lumină, adică $nr \sin i = \text{const}$. Valoarea constantei poate fi dedusă din condiţiile în punctul de observaţie, în care $n = n(O)$, $r = r_0$, $i = z$; deci

$$nr \sin i = n(O) r_0 \sin z \tag{4.9}$$

Diferenţiind logaritmic relaţia (4.9) avem

$$\frac{dn}{n} + \frac{dr}{r} + \operatorname{ctg} i \, di = 0 \tag{4.10}$$

Dacă stratul considerat este subţire, direcţia $\overline{AB}$ coincide cu direcţia tangentei la curbă în A, deci

$$\operatorname{tg} i = \frac{r}{\frac{dr}{d\theta}} \tag{4.11}$$

Observînd, apoi, că $\zeta = \theta + i$, din relaţiile (4.10), (4.11) rezultă

$$d\zeta = -\frac{dn}{n} \operatorname{tg} i \tag{4.12}$$

Ecuația (4.12) ne dă variația distanței zenitale ζ (variația direcției razei de lumină) prin trecerea de la un strat la altul (corespunzătoare variației relative a indicelui de refracție dn/n). Ea reprezintă ecuația diferențială a refracției astronomice.

Refracția astronomică (finită) va fi variația totală a distanței zenitale ζ, de-a lungul razei de lumină prin atmosferă

$$\rho_r = z_0 - z = \int_z^{z_0} d\zeta = -\int_{n(O)}^{1} \frac{dn}{n} \operatorname{tg} i \qquad (4.13)$$

Ținînd seama de relația (4.9), integrala (4.13) devine

$$\rho_r = \sin z \int_1^{n(O)} \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{nr}{n(O)r_0}\right)^2 - \sin^2 z}} \cdot \frac{dn}{n} \qquad (4.14)$$

Această integrală se numește *integrala refracției*. Ea se poate dezvolta în serie după puterile impare ale lui tg z:

$$\rho_r = A \operatorname{tg} z + B \operatorname{tg}^3 z + C \operatorname{tg}^5 z + \ldots \qquad (4.15)$$

în care $A \simeq a_r$; coeficienții A, B, C ... deducîndu-se din observații. Ei se pot calcula și teoretic pe baza modelelor de atmosferă terestră, care se construiesc tot pe baza observațiilor și se verifică prin observații.

Seria (4.15) converge pentru orice $z \neq \frac{\pi}{2}$. Valoarea lui ρ_r pentru $z = \pi/2$ rad $= 90°$ se determină prin observații speciale și este $\rho_{r\ orizont} \simeq 35'$.

3°. **Consecințele refracției astronomice.** Fenomenul de refracție are mai multe consecințe, și anume:

— Modifică pozițiile aștrilor. Pentru a trece de la pozițiile aparente ale aștrilor, la pozițiile lor reale („adevărate"), asupra coordonatelor măsurate se aplică corecții de refracție. În cazul coordonatelor orizontale (cazul cel mai simplu), aceste corecții sînt

$$\Delta z = z_0 - z = \rho_r,\ \Delta A = 0 \text{ (fenomenul de refracție are loc într-un plan vertical)} \qquad (4.16)$$

— Influențează momentele de răsărit și apus ale aștrilor. Deoarece distanțele zenitale adevărate sînt mai mari decît cele

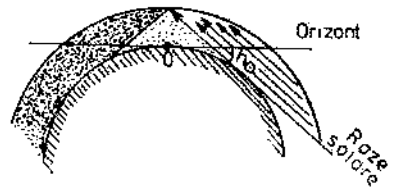


Fig. 4.4. Crepusculul.

aparente, înseamnă că un astru „răsare" înainte de a atinge orizontul și „apune" după ce a trecut de orizont (la distanța zenitală $z_0 = 90° + \rho_{r\ orizont}$). În formulele (1.32) trebuie introduse corecții corespunzătoare. Astfel durata zilei este mărită de refracție.

— Deformează discurile aparente ale aștrilor. Aștrii care prezintă disc aparent (Soarele, Luna), au diametrul vertical turtit.

— Scînteierea stelelor — este un fenomen combinat de refracție și interferență a luminii, în atmosfera turbulentă (se observă în apropierea orizontului).

— Crepusculul. Partea zilei de la apusul Soarelui, pînă cînd înălțimea lui devine $h_\odot = -6°$ se numește crepuscul de seară. În mod analog, înainte de răsăritul Soarelui avem crepusculul de dimineață. Crepusculul astfel definit se numește crepuscul civil. Spre deosebire de acesta, crepusculul astronomic (de seară și dimineață) se definește prin condiția $h_\odot = -18°$. Iluminarea cerului în timpul crepusculului se explică prin refracția și difuzia luminii Soarelui în atmosfera terestră. Fig. 4.4. explică fenomenul de crepuscul, datorită căruia, la latitudini geografice mai mari de 60°33', în jurul solstițiului de vară, cele două intervale de crepuscul (de seară și de dimineață) se succed unul după altul, dînd fenomenul *nopților albe*.

În navigația maritimă se utilizează noțiunea de crepuscul nautic, definit prin condiția $h_\odot = -12°$.

§ 4.2. Paralaxa diurnă

1°. **Definiții.** Deplasarea *aparentă* a unui astru, datorită deplasării *reale* a observatorului se numește deplasare *paralactică*. *Paralaxa diurnă de înălțime* a unui astru σ, este unghiul p, sub care s-ar vedea din centrul astrului, raza Pămîntului corespunzătoare locului de observație. Fie T centrul Pămîntului, considerat

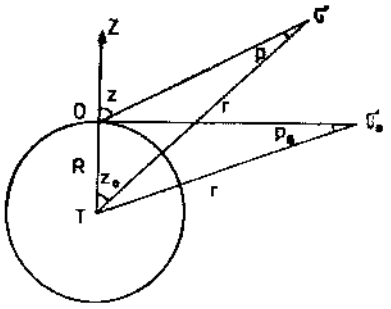


Fig. 4.5. Paralaxa diurnă.

sferic, de rază R şi r — distanţa de la centrul Pămîntului la centrul astrului (fig. 4.5). Distanţa zenitală măsurată de observatorul O, $z = \sphericalangle ZO\sigma$ (corectată de refracţie) se numeşte distanţă zenitală *topocentrică*, în timp ce $\sphericalangle ZT\sigma = z_0$ se numeşte distanţă zenitală *geocentrică*. Din figură avem (din $\Delta OT\sigma$)

$$\sin p = \frac{R}{r} \sin z \tag{4.17}$$

Observaţiile arată că unghiul p este mic, astfel că putem pune $\sin p \simeq p$, şi relaţia devine

$$p = \frac{R}{r} \sin z \tag{4.18}$$

Unghiul p are valoarea maximă, atunci cînd astrul este la orizont ($z = 90°$). Această valoare, p_0, se numeşte ***paralaxă diurnă orizontală***. Deci

$$p_0 = \frac{R}{r}, \; p = p_0 \sin z \tag{4.19}$$

Deoarece Pămîntul nu este sferic, în determinări de mare precizie, în formulele precedente, R trebuie înlocuit cu ρ_{geo} — raza geocentrică corespunzătoare locului de observaţie (vezi cap. 5). Astfel pentru un astru dat (r — fixat), paralaxa diurnă orizontală este funcţie de ρ_{geo}, care variază de la un punct al suprafeţei Pămîntului la altul. Valoarea maximă a lui p_0 se obţine pentru $\rho_{geo} = a_e$ — raza ecuatorială a Pămîntului. Această valoare, notată cu π_e şi dată de relaţia

$$\pi_e = \frac{a_e}{r} \tag{4.20}$$

se numeşte ***paralaxă diurnă orizontală ecuatorială*** a astrului. Paralaxele sînt unghiuri mici, de aceea, practic se exprimă în secunde de arc (π_e''). Deoarece 1 rad $\simeq$ 206 265", relaţia (4.20) se mai scrie $\pi_e''/206\,265'' = a_e/r$ sau

$$\boxed{r = \frac{206265''}{\pi_e''} a_e} \tag{4.21}$$

Cu formula (4.21) se determină distanţele corpurilor din sistemul planetar, dacă se cunosc — din observaţii — paralaxele diurne orizontale ecuatoriale corespunzătoare. Aceste distanţe se exprimă în km, dacă a_e se dă în km, sau în raze terestre, dacă se ia $a_e = 1$.

Paralaxa diurnă se mai numeşte şi *paralaxă geocentrică*.

2°. **Paralaxa Lunii.** Luna este corpul ceresc cel mai apropiat de Pămînt. Paralaxa ei se determină, în principiu, astfel. Doi observatori, situaţi pe acelaşi meridian terestru, la latitudinile geografice φ_1, φ_2 (eventual, $\varphi_2 < 0$), observă Luna, determinînd distanţele ei zenitale topocentrice z_1, z_2 (fig. 4.6). Fie p_1, p_2 paralaxele de înălţime ale Lunii, L, pentru cei doi observatori O_1, O_2. Din patrulaterul TO_1LO_2 avem

$$p_1 + p_2 + 180° - z_1 + 180° - z_2 + \varphi_1 + |\varphi_2| = 360° \tag{4.22}$$

Considerînd Pămîntul sferic ($\pi_e \simeq p_0$) şi notînd $\pi_{e(} = \pi_(—$ paralaxa diurnă orizontală ecuatorială a Lunii, din (4.19) avem

$$\left.\begin{aligned} p_1 &= \pi_(\sin z_1 \\ p_2 &= \pi_(\sin z_2 \end{aligned}\right\} \tag{4.23}$$

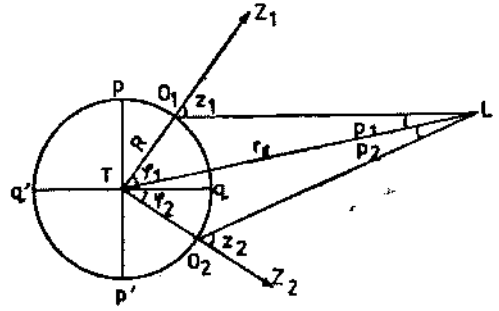


Fig. 4.6. Paralaxa Lunii.

Din relaţiile (4.22), (4.23) rezultă

$$\pi_l = \frac{z_1 + z_2 - \varphi_1 - |\varphi_2|}{\sin z_1 + \sin z_2} \qquad (4.24)$$

În determinări de mare precizie se ţine seama de faptul că Pămîntul nu este sferic şi că, practic, cei doi observatori nu vor fi — riguros — pe acelaşi meridian, introducîndu-se corecţii în formula (4.24). Astfel pentru paralaxa Lunii s-a obţinut valoarea medie $\pi_l = 57'02'',7$ de unde obţinem distanţa medie $r_l = 384\,403$ km (luînd $a_e = 6378{,}2$ km, cf. cap. 5). Distanţa Lunii a fost precizată prin măsurări LASER, după debarcarea cosmonauţilor americani pe Lună.

Metoda precedentă se poate aplica şi în cazul altor corpur din sistemul solar, dar nu şi în cazul Soarelui, deoarece lumina acestuia încălzeşte lentilele instrumentelor, din care cauză măsurătorile dau erori mari.

3°. **Paralaxa Soarelui.** Pentru determinarea paralaxei Soarelui, în secolul trecut s-au utilizat marile opoziţii ale planetei Marte (opoziţiile în care planeta se găseşte la periheliu, cf. cap. 6). Să considerăm deci că Soarele S, Pămîntul T şi planeta Marte M, se găsesc pe aceeaşi dreaptă. Fie $\pi_{e\odot} = \pi_\odot$ şi $\pi_{eM} = \pi_M$ — paralaxele diurne orizontale ecuatoriale ale Soarelui şi planetei Marte. Fie a_T — raza orbitei terestre (care este aproape circulară) şi a_M — semiaxa mare a orbitei planetei Marte (orbită eliptică). Din fig. 4.7 se observă că

$$\overline{ST} = r_\odot = a_T,\ \overline{TM} = r_M = \overline{SM} - \overline{ST} = a_M(1 - e) - a_T \qquad (4.25)$$

unde e este excentricitatea orbitei planetei Marte, iar $a_M(1 - e)$ este distanţa de la periheliul orbitei sale, la Soare (cf. cap. 7). Tot din fig. 4.7 avem pentru raza R a Pămîntului considerat sferic

$$R = r_\odot \sin \pi_\odot = r_M \sin \pi_M \qquad (4.26)$$

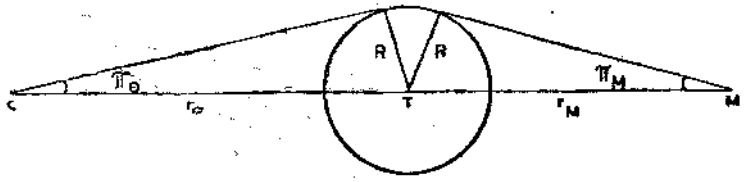


Fig. 4.7. Paralaxa Soarelui.

Paralaxele fiind mici, relaţiile (4.25), (4.26) ne dau

$$a_T \pi_\odot = [a_M(1 - e) - a_T]\,\pi_M$$

de unde obţinem

$$\pi_\odot = \left[\frac{a_M}{a_T}(1 - e) - 1\right]\pi_M \qquad (4.27)$$

Raportul a_M/a_T din formula (4.27) este dat de legea a III-a a lui Kepler (cf. cap. 7)

$$\frac{a_M}{a_T} = \left(\frac{P_M}{P_T}\right)^{\frac{2}{3}}$$

unde P_M şi P_T sînt perioadele de revoluţie siderală ale planetelor Marte şi Terra.

În secolul nostru, pentru determinarea paralaxei Soarelui s-a utilizat planeta mică Eros, care se apropie mai mult de Pămînt, asigurînd o precizie mai mare în determinări. S-a obţinut astfel $\pi_\odot = 8'',790$, de unde rezultă $r_\odot = 149\,674\,000$ km.

Distanţa medie Pămînt-Soare, s-a adoptat ca unitate de distanţă în Astronomie, numindu-se *unitate astronomică* (U.A.). Valoarea unităţii astronomice s-a precizat mai bine prin măsurări radio. Astfel în anii 1961—1963, U.R.S.S. şi S.U.A. au efectuat radiolocaţia planetelor Mercur şi Venus. Această metodă asigură o mare precizie în măsurarea distanţelor, care se bazează pe relaţia

$$r = \frac{c\,\Delta t}{2} \qquad (4.28)$$

unde Δt este timpul scurs de la trimiterea semnalului, pînă la recepţionarea ecoului, iar $c = 299\,792{,}5$ km/s este viteza de propagare a undelor electromagnetice (viteza luminii). S-a obţinut 1 U.A. = 149 598 500 km, eroarea de măsurare fiind în acest caz de numai ± 500 km.

Astfel, începînd din anul 1970, Uniunea Astronomică Internaţională (U.A.I.), a adoptat, pentru unitatea astronomică, valoarea

$$1 \text{ U.A.} = 149{,}6 \cdot 10^6 \text{ km} \qquad (4.29)$$

ceea ce corespunde unei paralaxe $\pi_\odot = 8'',794$

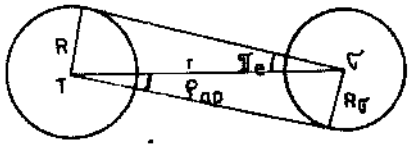


Fig. 4.8. Determinarea dimensiunilor aştrilor din sistemul solar.

4°. **Dimensiunile corpurilor din sistemul solar.** Din observaţii se poate determina *diametrul aparent* (sau diametrul unghiular) al unui astru — unghiul sub care se vede de pe Pămînt discul astrului considerat. Jumătatea diametrului aparent, se numeşte *rază aparentă* (sau unghiulară) a astrului, ρ_{ap}.

Fie R — raza Pămîntului, R_σ — raza (liniară a) astrului σ, r — distanţa dintre centrul Pămîntului şi centrul astrului şi π_e — paralaxa diurnă orizontală ecuatorială a astrului (fig. 4.8). Din figură avem

$$R = r \sin \pi_e, \quad R_\sigma = r \sin \rho_{ap} \tag{4.30}$$

de unde

$$R_\sigma = \frac{\sin \rho_{ap}}{\sin \pi_e} R \simeq \frac{\rho_{ap}}{\pi_e} R, \tag{4.31}$$

ultima egalitate exprimînd faptul că, în general, razele aparente, ca şi paralaxele ecuatoriale sînt unghiuri mici.

În acest mod s-au determinat: raza Lunii $R_\mathbb{C} = 0{,}27R$, raza Soarelui, $R_\odot = 109R$ etc.

Din observaţii se obţin coordonatele topocentrice ale aştrilor din sistemul solar (cf. fig. 4.5), care depind de poziţia observatorului pe suprafaţa Pămîntului. În cataloage se dau coordonatele lor geocentrice, care se obţin din cele topocentrice prin aplicarea unor *corecţii de paralaxă diurnă*.

§ 4.3. Paralaxa anuală

1°. **Paralaxa anuală şi distanţele stelare.** Am văzut în § 4.2 cît de importantă este noţiunea de paralaxă diurnă, măsurarea ei permiţînd determinarea distanţelor corpurilor din sistemul solar. Pentru corpurile din afara sistemului solar, această noţiune nu mai este utilă, deoarece distanţele lor sînt mult prea mari

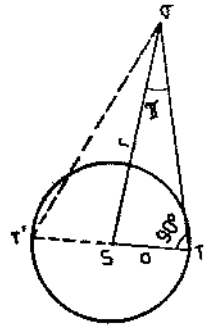


Fig. 4.9. Paralaxa anuală.

faţă de raza Pămîntului, iar paralaxele diurne nu se mai pot măsura nici pentru stelele cele mai apropiate, fiind sub 0″,00004.

Înseamnă că raza Pămîntului nu mai poate fi utilizată ca bază pentru măsurarea unor asemenea distanţe şi trebuie căutată o altă bază. Ea ne este oferită de mişcarea anuală (reală) a Pămîntului în jurul Soarelui (mişcarea de revoluţie, cf. cap. 5).

Se numeşte *paralaxă anuală* a unui astru σ (din afara sistemului solar), unghiul π sub care un observator situat în centrul astrului ar vedea raza medie a orbitei terestre, în momentul cînd direcţia Pămînt-astru este perpendiculară pe direcţia Pămînt-Soare. Fie Soarele S, orbita Pămîntului în jurul Soarelui — un cerc de rază a şi astrul σ (fig. 4.9). Din figură avem* (notînd cu r distanţa de la centrul Soarelui la centrul astrului)

$$\sin \pi = \frac{a}{r} \quad \text{sau} \quad \pi = \frac{a}{r} \tag{4.32}$$

Ultima egalitate (în care paralaxa anuală π este exprimată în radiani) rezultă din faptul că π este mic. Practic, din măsurători paralaxa anuală se obţine în secunde de arc (π''). Atunci ultima egalitate (4.32) se scrie $\pi''/206265'' = a/r$ de unde

$$r = \frac{206\,265''}{\pi''} a \tag{4.33}$$

Cu formula (4.33) se determină distanţele corpurilor din afara sistemului solar, faţă de Soare, dacă se cunosc din observaţii

* În cazul unui astru situat în direcţia polului ecliptic, avem $\operatorname{tg} \pi = a/r$, şi deoarece π este mic, se regăseşte formula (4.33).

paralaxele anuale corespunzătoare. Dacă a este dat în km avem distanța în km. Punînd $a = 1$ U.A. rezultă

$$r = \frac{206\,265''}{\pi''} \text{ U.A.} \qquad (4.34)$$

relație care ne dă distanța în unități astronomice.

În principiu, paralaxa anuală a unei stele se poate determina observînd steaua din două poziții T, T' — diametral opuse ale Pămîntului pe orbita sa. Deplasarea paralactică corespunzătoare (deplasarea direcției stelei), va fi atunci egală (proporțională) cu 2π (fig. 4.9).

Paralaxa anuală se mai numește și *paralaxă heliocentrică* sau *stelară*.

Primele determinări de paralaxe stelare au fost efectuate aproape simultan, în anii 1835—1840, de către Struve (în Rusia), Bessel (în Germania) și Henderson (în Anglia).

Cea mai apropiată stea este Proxima Centauri, avînd paralaxa $\pi = 0'',762$.

2°. **Unități de distanță.** Exprimarea distanțelor corpurilor cerești în km este incomodă, deoarece se obțin numere prea mari (cu multe cifre). De aceea în Astronomie se introduc alte unități de distanță.

Distanțele din sistemul solar se exprimă în unități astronomice.

Pentru distanțele stelare se utilizează ca unitate *parsecul* (pc), care este distanța corespunzătoare paralaxei anuale de 1''. Punînd în formula (4.34) $\pi = 1''$, obținem

$$1 \text{ pc} = 206\,265 \text{ U.A.} \qquad (4.35)$$

Din relațiile (4.34), (4.35) rezultă

$$\boxed{r = \frac{1}{\pi''} \text{ pc}} \qquad (4.36)$$

relație care permite determinarea distanțelor stelare în parseci.

Pentru distanțe mari se utilizează multiplii parsecului, kiloparsecul — pentru distanțe galactice și megaparsecul — pentru distanțe extragalactice (1 kpc = 10^3pc, 1 Mpc = 10^6pc).

O unitate de distanță larg răspîndită este *anul-lumină* (a.l.) — distanța parcursă de lumină (radiația electromagnetică), cu viteza $c = 299\,792{,}5$ km/s (viteza de propagare în vid), în timp de un an. Între parsec, an-lumină, unitatea astronomică și kilometru avem relațiile:

$$1 \text{ pc} = 3{,}26 \text{ a.l.} = 206\,265 \text{ U.A.} = 30{,}86 \cdot 10^{12} \text{ km} \qquad (4.37)$$

Relațiile dintre an-lumină și celelalte unități sînt

$$1 \text{ a.l.} = 0{,}3067 \text{ pc} = 63\,240 \text{ U.A.} = 9{,}460 \cdot 10^{12} \text{ km} \qquad (4.38)$$

Cea mai apropiată stea este Proxima Centauri, care se găsește la o distanță de 1,31 parseci, adică 4,26 ani lumină.

3°. **Corecții de paralaxă anuală.** Am văzut că paralaxele diurne ale stelelor (corpurilor din afara sistemului solar) sînt cu totul neînsemnate (sub $4 \cdot 10^{-5}$ secunde de arc). De aceea coordonatele topocentrice măsurate ale stelelor, coincid practic cu cele geocentrice (Pămîntul se poate considera aici punct material).

Pe de altă parte, dacă măsurăm coordonatele stelelor în diferite momente ale anului, vom obține valori diferite, depinzînd de poziția Pămîntului pe orbită (cf. fig. 4.9). De aceea cataloagele stelare dau pozițiile (coordonatele) stelelor față de centrul Soarelui, care, în problema noastră, poate fi considerat fix. Aceste coordonate, numite *heliocentrice*, se obțin din cele geocentrice, prin aplicarea unor corecții de paralaxă anuală. Vom vedea cum se determină aceste corecții, în cazul coordonatelor ecliptice.

Fie $Sxyz$ un sistem heliocentric de axe rectangulare, avînd axa Sx orientată spre punctul vernal γ, axa Sy — spre punctul solstițiului de vară $\mathfrak{S}$ (planul xSy este planul eclipticii), iar axa Sz — spre polul nord ecliptic. Fie Pămîntul T, într-o poziție oarecare pe orbita sa în jurul Soarelui S, orbită presupusă circulară de rază a, situată în planul eclipticii. Fie, apoi, $Tx'y'z'$ un sistem geocentric de axe rectangulare, paralele cu axele sistemului $Sxyz$. Să notăm cu r distanța heliocentrică a stelei σ, cu λ — longitudinea cerească heliocentrică și cu β — latitudinea cerească heliocentrică (coordonate sferice). Să notăm, apoi, cu r', λ', β' — coordonatele geocentrice corespunzătoare ale stelei σ (fig. 4.10). Din observații cunoaștem longitudinea cerească (geocentrică) a Soarelui $\lambda_\odot$, ($\beta_\odot = 0$). Din figură avem, pentru

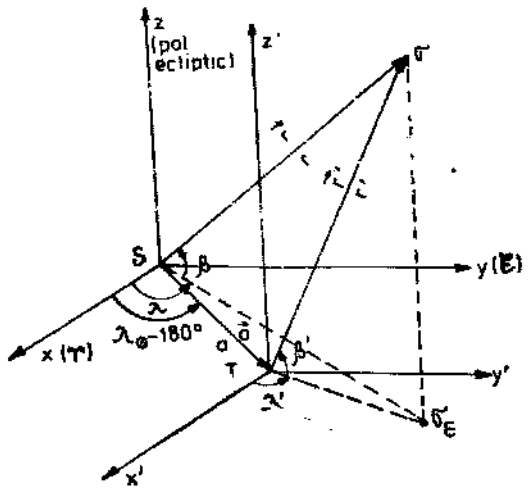


Fig. 4.10. Coordonate heliocentrice și geocentrice.

coordonatele rectangulare heliocentrice, respectiv geocentrice ale stelei

$$\left.\begin{aligned} x &= r\cos\beta\cos\lambda \\ y &= r\cos\beta\sin\lambda \\ z &= r\sin\beta \end{aligned}\right\} \qquad (4.39)$$

$$\left.\begin{aligned} x' &= r'\cos\beta'\cos\lambda' \\ y' &= r'\cos\beta'\sin\lambda' \\ z' &= r'\sin\beta' \end{aligned}\right\} \qquad (4.40)$$

Coordonatele heliocentrice ale Pămîntului sînt

$$x_T = -a\cos\lambda_\odot,\quad y_T = -a\sin\lambda_\odot,\quad z_T = 0 \qquad (4.41)$$

Notînd $\vec{r} \equiv \vec{r}(x, y, z)$, $\vec{r}' \equiv \vec{r}'(x', y', z')$, $\vec{a} \equiv \vec{a}(x_T, y_T, z_T)$ vectorii de poziție corespunzători, se observă că avem relația

$$\vec{r}' = \vec{r} - \vec{a} \qquad (4.42)$$

sau în proiecție pe axe

$$x' = x - x_T,\quad y' = y - y_T,\quad z' = z - z_T$$

Introducînd aici expresiile (4.39), (4.40), (4.41), obținem

$$\left.\begin{aligned} r'\cos\beta'\cos\lambda' &= r\cos\beta\cos\lambda + a\cos\lambda_\odot \\ r'\cos\beta'\sin\lambda' &= r\cos\beta\sin\lambda + a\sin\lambda_\odot \\ r'\sin\beta' &= r\sin\beta \end{aligned}\right\} \qquad (4.43)$$

Înmulțind întîi prima relație cu $-\sin\lambda$, a doua cu $\cos\lambda$ și adunînd, apoi înmulțind prima relație cu $\cos\lambda$, a doua cu $\sin\lambda$ și adunînd, obținem

$$\left.\begin{aligned} r'\cos\beta'\sin(\lambda' - \lambda) &= a\sin(\lambda_\odot - \lambda) \\ r'\cos\beta'\cos(\lambda' - \lambda) &= r\cos\beta + a\cos(\lambda_\odot - \lambda) \end{aligned}\right\} \qquad (4.44)$$

Împărțind cele două relații, avem

$$\operatorname{tg}(\lambda' - \lambda) = \frac{\frac{a}{r}\sin(\lambda_\odot - \lambda)\sec\beta}{1 + \frac{a}{r}\cos(\lambda_\odot - \lambda)\sec\beta}$$

Ținînd seamă de relațiile (4.32), (4.33) și de faptul că diferența $\lambda' - \lambda$ este mică, la fel ca a/r (deci ca paralaxa anuală), obținem

$$\boxed{\lambda' - \lambda = \pi\sin(\lambda_\odot - \lambda)\sec\beta} \qquad (4.45)$$

Din a doua relație (4.44) (punînd $\cos(\lambda' - \lambda) \simeq 1$) și a treia relație (4.43) avem

$$\left.\begin{aligned} r'\cos\beta' &= r\cos\beta + a\cos(\lambda_\odot - \lambda) \\ r'\sin\beta' &= r\sin\beta \end{aligned}\right\} \qquad (4.46)$$

Înmulțind întîi prima relație cu $-\sin\beta$, a doua cu $\cos\beta$ și adunînd, apoi înmulțind prima relație cu $\cos\beta$, a doua cu $\sin\beta$ și adunînd, obținem

$$\left.\begin{aligned} r'\sin(\beta' - \beta) &= -a\cos(\lambda_\odot - \lambda)\sin\beta \\ r'\cos(\beta' - \beta) &= r + a\cos(\lambda_\odot - \lambda)\cos\beta \end{aligned}\right\}$$

Împărțind cele două relații, avem

$$\operatorname{tg}(\beta' - \beta) = -\frac{\frac{a}{r}\cos(\lambda_\odot - \lambda)\sin\beta}{1 + \frac{a}{r}\cos(\lambda_\odot - \lambda)\cos\beta}$$

De aici, la fel ca înainte (pînă la ordinul întîi în cantitățile mici), rezultă

$$\boxed{\beta' - \beta = -\pi\cos(\lambda_\odot - \lambda)\sin\beta} \qquad (4.47)$$

Formulele (4.45), (4.47) dau corecțiile căutate $\lambda' - \lambda$, $\beta' - \beta$ în aceleași unități în care este π.

Să considerăm acum un sistem de coordonate rectangulare $\xi\sigma\eta$ cu originea în poziția heliocentrică σ a stelei considerate, avînd axa $\sigma\xi$ orientată după tangenta la paralelul ecliptic, iar axa $\sigma\eta$ — după tangenta la meridianul ecliptic (fig. 4.11). Coordonatele poziției geocentrice σ', la un moment dat, vor fi, în acest sistem

$$\left.\begin{aligned}\xi &= \widehat{\sigma P} = (\lambda' - \lambda)\cos\beta\\ \eta &= \widehat{\sigma Q} = \beta' - \beta\end{aligned}\right\}$$

Ținînd seama de relațiile (4.45), (4.47) obținem

$$\left.\begin{aligned}\xi &= \pi\sin(\lambda_\odot - \lambda)\\ \eta &= -\pi\sin\beta\cos(\lambda_\odot - \lambda)\end{aligned}\right\} \qquad (4.48)$$

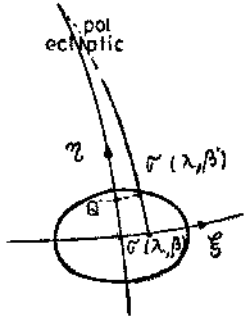


Fig. 4.11. Elipsa de paralaxă anuală.

Deoarece Pământul execută mișcarea de revoluție în jurul Soarelui, $\lambda_\odot$ este un parametru variabil în timp. Adică poziția geocentrică σ' se schimbă de la un moment la altul, descriind pe sfera cerească o curbă. Eliminînd parametrul $\lambda_\odot$ între ecuațiile (4.48), rezultă că această curbă este elipsa

$$\boxed{\frac{\xi^2}{\pi^2} + \frac{\eta^2}{\pi^2\sin^2\beta} = 1} \qquad (4.49)$$

numită *elipsa de paralaxă* a stelei. Semiaxa ei mare este egală cu paralaxa anuală a stelei, π.

Elipsele de paralaxă ale stelelor au fost puse în evidență prin observații, abia în secolul trecut. Ele prezintă o importanță deosebită, dovedind existența mișcării de revoluție a Pământului în jurul Soarelui. Existența acestor elipse este unul din cele mai importante argumente în favoarea sistemului heliocentric al lui Copernic.

Observație. Deoarece Soarele execută o mișcare de translație printre stele, cu viteza $v_\odot \simeq 20$ km/s (în care antrenează întregul sistem solar), va rezulta o deplasare paralactică legată de această mișcare. Paralaxa corespunzătoare se numește *paralaxă seculară*

§ 4.4. Aberația

1°. **Determinarea vitezei luminii.** Astronomul danez Römer a constatat (în anul 1676) că momentele observate ale eclipselor sateliților planetei Jupiter diferă de cele calculate de Cassini. Astfel, atunci cînd Jupiter este în opoziție (fig. 4.12), eclipsele se produc mai repede cu $8^m18^s,5$ decît la cuadratură. Dimpotrivă, atunci cînd Jupiter este în conjuncție, eclipsele se produc mai tîrziu cu $8^m18^s,5$ decît la cuadratură. El explică diferența de timp, prin diferența de drum, de 2 U.A. (diametrul orbitei terestre) pe care lumina trebuie să o parcurgă în al doilea caz. Deci viteza luminii, c, va fi

$$c = \frac{2\ \text{U.A.}}{16^m37^s} \simeq 300\,000\ \text{km/s}$$

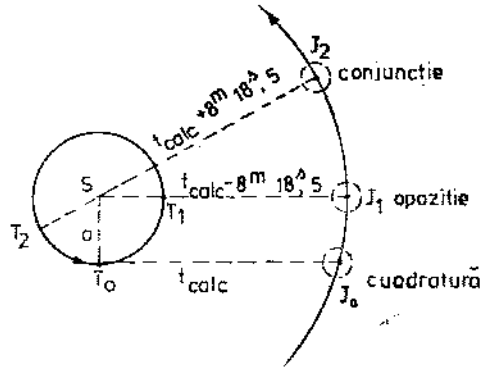


Fig. 4.12. **Determinarea vitezei luminii.**

Valoarea ei a fost precizată mai tîrziu prin metode fizice de măsurare.

Demonstrînd că lumina nu se propagă instantaneu, ci cu viteză finită, Römer a făcut un prim pas spre descoperirea fenomenului de aberație. În adevăr în timpul $\tau = a/c$ în care lumina ajunge de la Soare la Pămînt, ultimul și-a schimbat poziția pe orbită. Deci poziția Soarelui determinată la momentul t corespunde, de fapt, momentului $t - \tau$. Unghiul dintre poziția observată și cea reală va fi

$$k = \omega_{an}\,\tau = \omega_{an}\,\frac{a}{c} = \frac{v}{c} \qquad (4.50)$$

numindu-se *aberația Soarelui* (τ — timpul de aberație). În (4.50) ω_{an} este viteza unghiulară în mișcarea anuală, iar v — viteza liniară. Römer estimează pe k la 20″. Mai tîrziu acest fenomen a fost descoperit și la stele (aberația stelelor).

2°. **Fenomenul de aberație și explicarea lui.** Fenomenul de aberație a fost descoperit de astronomul englez Bradley (1692—1762) în anul 1726. El încerca să determine paralaxa stelei γ Draconis. N-a reușit acest lucru (datorită micimii paralaxei), dar a descoperit un nou fenomen pe care l-a numit *aberație*. Prin aberație (sau aberația luminii) se înțelege fenomenul de deplasare aparentă a direcției unui astru, datorită faptului că observatorul este în mișcare, ca și faptului că lumina se propagă cu viteză finită.

Explicația clasică a fenomenului de aberație este următoarea. Fie la un moment dat Pămîntul în T, mișcîndu-se pe direcția TA.

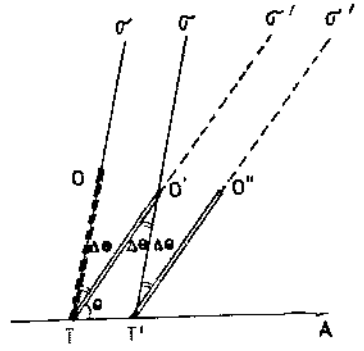


Fig. 4.13. Aberația.

Să considerăm că o rază de lumină de la steaua σ a ajuns la obiectivul O al lunetei. În timpul cît lumina parcurge distanța de la obiectiv la crucea de fire a ocularului (considerată în T), Pămîntul (deci și crucea de fire) se deplasează din T în T'. Deci imaginea stelei nu se formează pe crucea de fire, ci e deplasată în partea opusă mișcării Pămîntului. Pentru ca imaginea să se formeze pe crucea de fire, luneta trebuie să se încline cu un unghi mic, numit *unghi de aberație*, în sensul mișcării Pămîntului, pe direcția TO' (fig. 4.13).

Astfel cînd Pămîntul este în T, obiectivul O' interceptează o rază de lumină de la steaua σ. Cît timp Pămîntul se deplasează din T în T' (adică luneta, din poziția TO' în poziția T'O'') lumina parcurge, independent, segmentul O''T'. Steaua apare ca fiind în direcția T'σ' (direcția lunetei), care se numește *direcție aparentă*, spre deosebire de direcția T'σ care este *direcția reală*.

Unghiul de aberație, $\Delta\theta$, rezultă din ΔTO''T' (fig. 4.13)

$$\sin\Delta\theta = \frac{\overline{TT'}}{\overline{O''T'}}\sin\theta \qquad (4.51)$$

Fie Δt intervalul de timp în care lumina ajunge de la obiectiv la ocular, v — viteza Pămîntului, c — viteza luminii. Deoarece unghiul de aberație este mic, putem pune $\sin\Delta\theta = \Delta\theta$. Înmulțind apoi relația (4.51) cu 206 265″, obținem

$$\Delta\theta'' = k\,\sin\theta \qquad (4.52)$$

unde

$$k = 206\,265'' \frac{v}{c} \tag{4.53}$$

se numește *constanta aberației.*

În cazul mișcării anuale (de revoluție), $v = 29{,}78$ km/s și luînd $c = 299\,792{,}5$ km/s, rezultă $k_{an} = 20'',496 \simeq 20'',50$ — constanta *aberației anuale.* De fapt vom avea atîtea aberații, cîte mișcări are observatorul (cu viteze ce nu sînt neglijabile față de viteza luminii). Astfel mișcării diurne (de rotație) îi corespunde o *aberație diurnă*, a cărei constantă este $k_d = 0'',319_{\odot} \cos\varphi$, unde φ este latitudinea geografică a locului de observație. Mai avem și alte aberații: seculară, planetară etc.

Interpretarea riguroasă a fenomenului de aberație se dă în cadrul teoriei relativității (restrînse). Pe baza transformării Lorentz se arată că

$$\sin \Delta\theta = \frac{v}{c} \sin 0 + \frac{1}{4} \frac{v^2}{c^2} \sin 2\theta + \ldots \tag{4.54}$$

La precizia observațiilor actuale este suficient (în general) primul termen al dezvoltării (4.54), cu alte cuvinte este suficientă interpretarea clasică.

Coordonatele măsurate ale stelelor corespund pozițiilor lor aparente. Pentru a trece de la acestea la pozițiile reale ale stelelor, trebuiesc aplicate *corecții de aberație.* Corecțiile de aberație anuală (care sînt cele mai importante), se calculează analog cu corecțiile de paralaxă anuală (cf. §. 4.3). Se arată și în acest caz, că poziția aparentă descrie, într-un an, în jurul poziției reale o elipsă de ecuație

$$\frac{\xi^2}{k^2} + \frac{\eta^2}{k^2 \sin^2 \beta} = 1 \tag{4.55}$$

numită *elipsă de aberație* a stelei (semiaxa mare este $k_{an} = 20'',50$). Elipsele de aberație, ca și elipsele de paralaxă, constituie o dovadă a existenței mișcării de revoluție a Pămîntului în jurul Soarelui, un argument în sprijinul sistemului heliocentric al lui Copernic.

§ 4.5. Precesia și nutația

1°. **Precesia.** Fenomenul de precesie a fost descoperit de către unul din cei mai mari astronomi ai antichității, Hiparh, în secolul II î.e.n.* Hiparh a constatat că longitudinea cerească a stelei Spica (α Virginis) devenise egală cu circa 174° în anul 129 î.e.n., în timp ce Timocharis găsise circa 172° în anul 273 î.e.n. El explică acest fapt prin deplasarea punctului vernal cu 2° în 144 ani, în sens retrograd, considerînd că punctul vernal se deplasează pe ecliptică, ieșind în „întîmpinarea" Soarelui. De aceea Hiparh dă numele de *precesie* acestui fenomen de deplasare a punctului vernal (*praecedere* — a preceda, în l. latină).

Mărimea vitezei unghiulare de precesie a fost precizată ulterior prin observațiile efectuate de Ptolemeu, Al-Battani (anul 879 e.n.), Bradley ș.a. Măsurările efectuate în epoca modernă duc la concluzia că în prezent mișcarea de precesie se efectuează cu o viteză unghiulară de 50'',27/an, deci cu o perioadă de aproape 26 000 ani.

Precesia se interpretează ca o deplasare aparentă a planelor fundamentale de coordonate: planul ecuatorului ceresc și planul eclipticii. În prima aproximație se poate considera planul eclipticii ca fiind fix (în concordanță cu invarianța planului mișcării de translație în problema celor două corpuri — aici Soare-Pămînt—cf. cap. 7). Atunci, dacă se deplasează punctul vernal γ, ecliptica fiind fixă, înseamnă că se deplasează ecuatorul ceresc, care alunecă pe ecliptică, cu o perioadă de 26 000 ani. Rezultă că și polul ceresc P, (respectiv și axa lumii) se deplasează cu aceeași perioadă, descriind un cerc mic, de rază ε, în jurul polului nord ecliptic Π (fig. 4.14).

Observații și cercetări îndelungate au arătat că precesia este un fenomen mult mai complicat, decît s-a prezentat mai sus, deoarece și ecliptica se deplasează și anume unghiul ε, de înclinare a eclipticii pe ecuator, variază lent, datorită perturbațiilor provocate de planete în mișcarea Pămîntului. Fie Q_0Q_0' și $\&_0\&_0'$ ecuatorul ceresc și ecliptica la un anumit moment inițial (la o anumită epocă) $t_0 = 0$. Acestea se vor numi ecuatorul fix și ecliptica fixă. Fie, apoi, QQ' și $\&\&'$ ecuatorul ceresc (mobil) și ecliptica (mobilă) la un moment oarecare t. Aici QQ' este ecuatorul mediu (neafectat de fenomenul de nutație, nici de

* Informații despre existența fenomenului de precesie au apărut mai devreme, în lucrările astronomului chinez Yu—Hi (prin secolul IV, î.e.n.).

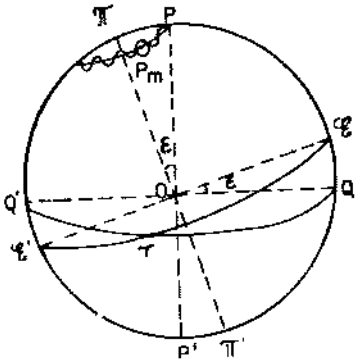


Fig. 4.14. Precesia și nutația.

deplasarea polului pe suprafața Pământului, cf. cap. 5), iar $\mathcal{E}\mathcal{E}'$ — ecliptica medie (neafectată de nutație). Fie, mai departe, γ_0 poziția punctului vernal la epoca $t_0 = 0$ (intersecția eclipticii fixe cu ecuatorul fix), γ poziția punctului vernal la epoca t (intersecția eclipticii mobile cu ecuatorul mobil) și γ_1 intersecția dintre ecuatorul mobil și ecliptica fixă (fig. 4.15). Deplasarea unghiulară $\gamma_0\gamma_1 = \psi$ se numește *precesie luni-solară*, deplasarea $\gamma_1\gamma = q$ se numește *precesie planetară*, iar deplasarea rezultantă $\gamma_0\gamma = \psi_1$ se numește *precesie generală*. În mecanica cerească (la studiul mișcării Pământului în jurul centrului de masă) se arată că ψ, q și ε (înclinarea eclipticii pe ecuator) au expresiile

$$\left.\begin{aligned} \psi &= 50'',3708\ t - 0'',000\ 107\ t^2 \\ q &= 0'',1247\ t - 0'',000\ 189\ t^2 \\ \varepsilon &= 23°27'08'',26 - 0'',4684\ t - 0'',000\ 0006\ t^3 \end{aligned}\right\} \qquad (4.56)$$

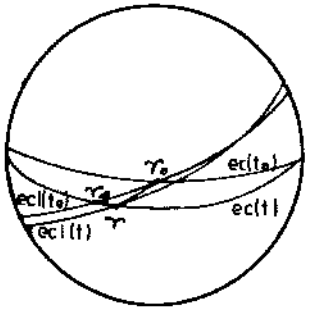


Fig. 4.15. Precesiile: luni-solară, planetară și generală.

unde timpul t este exprimat în ani tropici, numărați de la epoca $t_0 = 1900{,}0$. Valorile constantelor din expresiile de mai sus, rezultă din compararea teoriei mișcării Pământului cu observațiile astronomice. Cunoscînd unghiul ε_1 dintre ecliptica fixă și ecuatorul mobil ($\varepsilon_1 \simeq \varepsilon_0 = 23°27'08'',26$; fig. 4.15), cu ajutorul expresiilor ψ, q din (4.56) se poate calcula precesia generală, care în prezent are viteza unghiulară egală cu 50'',27/an.

Interpretarea fizică a fenomenului de precesie este dată în cadrul mecanicii cerești, care arată că ea este un rezultat al perturbațiilor care apar în mișcarea Pământului*. Dacă Pământul ar fi perfect sferic și omogen, sau compus din straturi sferice în interiorul cărora densitatea ar fi constantă, atunci direcția axei de rotație ar fi fixă în spațiu (considerînd că este și corp rigid), iar perioada de rotație ar fi constantă. În acest caz precesia (și nutația) n-ar mai exista. Dar Pământul nu este sferic, ci se apropie de un sferoid (elipsoid de rotație; cf. cap. 5). Prin atracțiile exercitate asupra deformării ecuatoriale a Pământului, Soarele și Luna perturbă rotația terestră, producînd mișcarea de precesie a axei sale. Aceasta este precesia luni-solară.

Planetele fiind relativ depărtate de Pământ nu afectează sensibil poziția axei sale de rotație, dar ele influențează mișcarea de revoluție a Pământului în jurul Soarelui, care nu este descrisă exact de soluția problemei celor două corpuri (cf. cap. 7). Ca rezultat al perturbațiilor produse de planete, planul eclipticii se deplasează și astfel apare precesia planetară.

Principalele consecințe ale mișcării de precesie sînt următoarele:

(1) Deplasarea polului nord ceresc printre stele. Datorită precesiei luni-solare polul nord ceresc P descrie un cerc în jurul polului nord ecliptic Π (fig. 4.14). Ultimul se deplasează, și el, odată cu ecliptica datorită precesiei planetare. Înseamnă că în precesia generală polul nord ceresc P va descrie o curbă care nu se închide, un fel de spirală. Fig. 4.16 ilustrează deplasarea acestuia printre stele. În prezent polul P se găsește în apropierea stelei α Ursae Minoris (α din Ursa Mică sau Carul mic), care din acest motiv este numită Stea Polară (sau Polară). Cu 4000 de ani în urmă steaua α Draconis (α din Dragonul) a fost „stea polară", iar peste 12 000 de ani steaua Vega (α Lyrae sau α din Lira) va fi „stea polară".

* Copernic a fost primul care a considerat precesia ca o mișcare a Pământului. Interpretarea mecanică exactă a precesiei a fost dată de Newton.

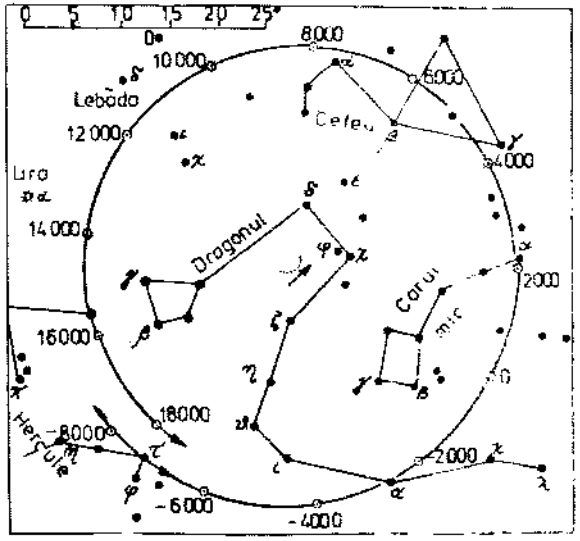


Fig. 4.16. Deplasarea polului nord ceresc printre stele, datorită precesiei generale. Se indică poziția polului la diferite epoci. Arcul central punctat marchează deplasarea polului ecliptic.

(2) Variația coordonatelor ecuatoriale (și ecliptice) ale aștrilor cu timpul. Această variație se elimină aplicînd corecții de precesie coordonatelor măsurate. Cataloagele stelare dau coordonatele ecuatoriale raportate la un echinocțiu determinat (la o poziție fixată a punctului vernal), numite *coordonate medii*. Asemenea coordonate medii se determină pentru începutul sau mijlocul secolului, adică pentru anii: 1900, 1950, 2000 etc.

(3) Diferența între anul sideral și anul tropic. Perioada de revoluție a Pămîntului în jurul Soarelui (intervalul de timp în care Pămîntul, efectuînd mișcarea de revoluție, revine în aceeași poziție față de un reper fix), numită *an sideral*, este mai lungă decît anul tropic. Deoarece Soarele parcurge arcul de 50″,27 în aproximativ 20^m, rezultă că

$$1 \text{ an sideral} = 1 \text{ an tropic} + 20^m \qquad (4.57)$$

Valoarea exactă a anului sideral este de 365,256 3604 z.m.

(4) Diferența între perioada de rotație a Pămîntului și ziua siderală. După cum s-a arătat în cap. 2, datorită precesiei, perioada de rotație a Pămîntului este mai lungă decît ziua siderală și anume

$$P_{rot} = 1 \text{ z.s.} + 0^s,008 = 23^h56^m04^s,099 \text{ u.m.}$$

2°. **Nutația.** Fenomenul de nutație a fost descoperit de Bradley, care a dedus din observații că polul nord ceresc are o mișcare periodică, cu o perioadă de 18,6 ani, egală cu perioada de retrogradare a nodurilor lunare. În cursul acestei mișcări polul nord ceresc descrie o elipsă în jurul polului mediu P_m, care descrie cercul de precesie (fig. 4.14). Axa mare a elipsei, orientată spre polul nord ecliptic Π, este de 18″,42, iar axa mică — de 13″,72. Compunînd mișcarea de precesie cu mișcarea de nutație, rezultă că polul nord ceresc P descrie (în sens retrograd) o mișcare sinusoidală (pe cercul de precesie), în jurul polului nord ecliptic Π.

Observațiile și cercetările ulterioare au arătat că și nutația este un fenomen complex, compus dintr-un ansamblu de mișcări periodice pe care le descrie polul nord ceresc *adevărat* P în jurul polului mediu P_m, dintre care cea mai importantă a fost prezentată mai sus. Celelalte oscilații ale polului P au perioade comensurabile cu anul și luna siderală (perioada de revoluție a Lunii în jurul Pămîntului).

Compunînd cele două deplasări, precesia și nutația, rezultă pentru punctul vernal deplasări complicate, descrise de expresii ce se obțin din (4.56) prin adăugarea unui mare număr de termeni periodici. Datorită mișcării de nutație, polul adevărat P va descrie o traiectorie „ondulată" de-a lungul spiralei descrise de polul mediu P_m (în fig. 4.16), în mișcarea de precesie.

Ca și precesia, nutația este un efect al perturbațiilor produse de Lună și Soare asupra mișcării de rotație a Pămîntului, avînd originea în atracțiile exercitate de aceste corpuri asupra deformării ecuatoriale a Pămîntului. În cursul mișcării de revoluție a Lunii în jurul Pămîntului și a Pămîntului, în jurul Soarelui, atracțiile amintite produc cupluri de forță, variabile în timp, care provoacă mișcările de precesie și de nutație.

Mișcarea de nutație afectează pozițiile observate ale aștrilor. De aceea, la întocmirea cataloagelor stelare, la coordonatele măsurate *(adevărate)* se aplică corecții de nutație, care permit trecerea de la *coordonatele adevărate*, la *coordonatele medii* (și invers).

Capitolul 5

PĂMÎNTUL

§ 5.1. Mişcările pămîntului

1°. **Mişcarea de revoluţie în jurul Soarelui.** Pămîntul descrie o elipsă în jurul Soarelui (cf. cap. 7), cu o perioadă $P_{rev} =$ $= 1$ an sideral $= 365{,}2563604$ z.m. Excentricitatea orbitei este $e = 0{,}017$ (orbită cvasicirculară). Mişcarea de revoluţie reprezintă mişcarea de translaţie a centrului de masă al Pămîntului în jurul Soarelui. Mişcarea anuală a Soarelui este aparentă, fiind o consecinţă a acestei mişcări reale a Pămîntului. Dovezile acestei mişcări sînt următoarele:

(1) *Elipsele de paralaxă ale stelelor.* În timp de un an dreapta Pămînt-stea generează un con, care intersectează sfera cerească după o elipsă, numită elipsa de paralaxă a stelei (locul geometric al poziţiilor ei geocentrice) (fig. 5.1). Ecuaţia acestei elipse a fost dedusă în cap. 4 (ec. (4.49)). Astfel elipsele (aparente) de paralaxă ale stelelor reflectă mişcarea reală de revoluţie a Pămîntului în jurul Soarelui.

Forma elipsei de paralaxă depinde de poziţia stelei faţă de planul ecliptic, adică de latitudinea ei ecliptică. Pentru o stea situată în direcţia polului ecliptic elipsa de paralaxă se transformă într-un cerc. Dacă steaua are o latitudine cerească oarecare ($\beta \neq -90°, 0, 90°$) atunci elipsa ei de paralaxă va avea semiaxa mare egală cu π (paralaxa anuală) şi excentricitatea egală cu $|\cos\beta|$. Pentru o stea situată în planul ecliptic, elipsa de paralaxă degenerează într-un arc de cerc mare, de măsură 2π. În cazul $\beta = \pm 90°$ rezultă un cerc de rază π.

(2) *Elipsele de aberaţie ale stelelor.* Din cauza fenomenului de aberaţie (cf. cap. 4) steaua σ nu se vede în direcţia reală, ci într-o direcţie aparentă σ'. Locul geometric al poziţiilor aparente σ', într-un an de zile, reprezintă o elipsă, numită elipsă de aberaţie, reflectînd, de asemenea, mişcarea reală (de revoluţie) a Pămîntului (vezi ec. (4.55)).

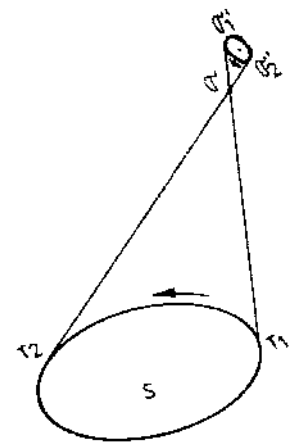


Fig. 5.1. Mişcarea de revoluţie a Pămîntului şi elipsa de paralaxă.

O consecinţă a mişcării de revoluţie a Pămîntului în jurul Soarelui este existenţa zonelor climaterice, ca şi succesiunea anotimpurilor, despre care s-a vorbit în cap. 1. Aceste fenomene sînt legate şi de înclinarea axei de rotaţie a Pămîntului pe planul orbitei (cu $90°-\varepsilon$). În adevăr, fie E strălucirea aparentă a Soarelui, pentru un punct terestru din care Soarele se vede la Zenit (energia primită în unitatea de timp pe unitatea de arie orientată normal faţă de direcţia razelor solare). Cînd razele Soarelui formează unghiul $z_\odot$ cu verticala, strălucirea lui aparentă va fi (după cum se ştie din Fizică)

$$E(z_\odot) = E\cos z_\odot \tag{5.1}$$

La miezul zilei, din relaţia (1.14) avem

$$\pm z_{m\odot} = \varphi - \delta_\odot \tag{5.2}$$

În cursul mişcării anuale aparente a Soarelui (adică în cursul mişcării reale de revoluţie a Pămîntului în jurul Soarelui), declinaţia sa $\delta_\odot$ variază între $-\varepsilon$ şi $+\varepsilon$. Această variaţie este o consecinţă a înclinării axei de rotaţie a Pămîntului, cu $90°-\varepsilon$, faţă de planul orbitei sale (fig. 5.2). (Într-un an de zile direcţia acestei axe se poate considera, practic, neschimbată). Formula (5.2) ne arată că odată cu $\delta_\odot$ variază şi $z_{m\odot}$.

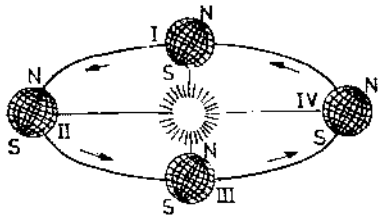


Fig. 5.2. Mișcarea de revoluție a Pămîntului și succesiunea anotimpurilor.

Să considerăm un punct din emisfera nordică a Pămîntului, la latitudinea geografică dată φ, $(0 \leqslant \varphi \leqslant 90°)$. Poziția Pămîntului și a axei sale de rotație față de razele solare, la echinocții și la solstiții, este indicată în fig. 5.3. La echinocții $\delta_\odot = 0$, $z_{m\odot} \equiv z_{me} = \varphi$ iar din (5.1), pentru strălucirea aparentă la miezul zilei rezultă

$$E(z_{me}) = E \cos \varphi$$

La solstițiul de vară $\delta_\odot = \varepsilon$, $\pm z_{m\odot} \equiv \pm z_{msv} = \varphi - \varepsilon$ și

$$E(z_{msv}) = E \cos (\varphi - \varepsilon) \ .$$

Analog, la solstițiul de iarnă $\delta_\odot = -\varepsilon$, $z_{m\odot} \equiv z_{msi} = \varphi + \varepsilon$ și

$$E(z_{msi}) = E \cos (\varphi + \varepsilon)$$

Formulele precedente arată că într-un loc dat cantitatea de energie radiantă solară variază apreciabil în cursul anului, fapt ce explică succesiunea anotimpurilor. Astfel, la Cluj-Napoca

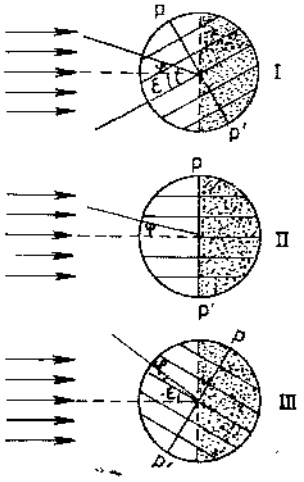


Fig. 5.3. Poziția Pămîntului față de razele solare: I — la solstițiul de vară, II — la echinocții, III — la solstițiul de iarnă.

($\varphi \simeq 46°46'$) strălucirea aparentă a Soarelui la solstițiul de vară (la miezul zilei) este de aproape 3 ori mai are ca la solstițiul de iarnă*. Dacă la aceasta adăugăm și faptul că durata zilei este mult mai mare vara decît iarna, ne explicăm de ce energia radiantă solară primită în cursul verii este mult mai mare decît în cursul iernii.

Prin urmare primăvara și vara (de la 21 martie la 23 septembrie) emisfera nordică a Pămîntului primește de la Soare o cantitate de căldură mult mai mare decît toamna și iarna. În emisfera terestră sudică anotimpurile sînt inversate față de cea nordică. Din cauza excentricității orbitei terestre mărimea E variază (crește) numai cu 7% cînd Pămîntul se deplasează de la afeliu la periheliu. Acest fapt explică însă de ce în emisfera nordică iernile sînt mai puțin aspre, iar verile mai puțin toride decît în emisfera sudică.

La un moment dat ($\delta_\odot = \text{const.}$), din formulele (5.1), (5.2) rezultă că $E(z_{m\odot})$ variază cu latitudinea geografică φ, $(-90° \leqslant \varphi \leqslant 90°)$. De aici rezultă împărțirea Pămîntului în zone climatice, așa cum s-a arătat în cap. 1.

2°. **Mișcarea de rotație a Pămîntului în jurul axei proprii.** Pămîntul execută o mișcare de rotație, în jurul axei polilor pp', cu o perioadă $P_{rot} = 86164^s,098$ u.m. $= 23^h56^m04^s,098$ u.m. Rotația Pămîntului este aproape uniformă (cf. cap. 2). Mișcarea diurnă aparentă a sferei cerești este o consecință a acestei mișcări reale a Pămîntului. Dovezile mișcării de rotație sînt:

(1) *Devierea corpurilor de la verticală în căderea liberă.* Lăsînd o bilă să cadă liber, din vîrful unui turn, aceasta nu va ajunge la baza turnului, ci va fi deviată spre Est. Această deviere (fig. 5.4) se explică prin faptul că vîrful turnului A are, în mișcarea de rotație a Pămîntului, o viteză liniară mai mare decît baza lui B. În mecanica teoretică se calculează mărimea devierii, arătîndu-se că este egală cu

$$\frac{2\pi}{P_{rot}} \cdot \frac{1}{3} \sqrt{\frac{8h^3}{g}} \cos \varphi \qquad (5.3)$$

unde h este înălțimea turnului, g accelerația gravitațională, iar φ — latitudinea geografică, formula (5.3) fiind verificată experimental.

* În realitate raportul este mai mare, dacă ținem seama de faptul că, extinc-ția atmosferică a radiației solare este mai puternică spre orizont, decît în apropierea zenitului.

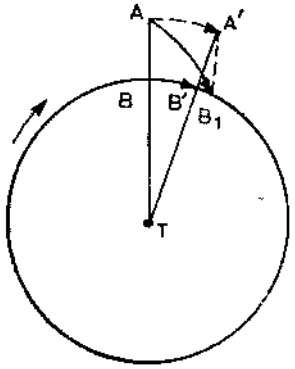


Fig. 5.4. Devierea de la verticală (spre est) a corpurilor în cădere liberă.

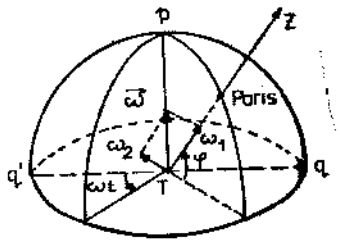


Fig. 5.5. Rotația Pământului.

(2) *Pendulul lui Foucault.* În anul 1851 fizicianul francez Foucault a efectuat următoarea experiență. De cupola Pantheonului din Paris a suspendat un pendul cu masa de 28 kg și lungimea de 67 m. Pendulul avea în partea inferioară un vîrf ascuțit, ce lăsa la fiecare oscilație o dîră pe o masă inelară acoperită cu nisip, așezată sub pendul. Foucault a observat că dîrele se deplasează cu timpul, revenind la poziția inițială după aproximativ 33 de ore.

Explicația este următoarea. Dacă experiența s-ar efectua la pol, cum planul de oscilație a pendulului rămîne neschimbat (în virtutuea inerției), dîra ar trebui să se deplaseze cu viteza unghiulară $\omega = 2\pi/P_{rot} \simeq 15°/h$ (viteza unghiulară de rotație a Pămîntului). Reprezentînd vectorul $\vec{\omega}$ (de modul ω) pe axa de rotație a Pămîntului, acesta se descompune în două componente, din care cea de pe direcția vericalei Parisului (fig. 5.5) are mărimea $\omega_1 = \omega \sin \varphi \simeq 11°/h$. De aceea rotația completă a dîrei în jurul verticalei Parisului se face în circa 33 ore.

Printre efectele rotației terestre amintim: turtirea Pămîntului la poli și variația accelerației gravitaționale g cu latitudinea geografică φ. Diferența dintre valorile lui g la pol și ecuator este de 0,052 m/s², din care două treimi se explică prin efectul forței centrifuge iar o treime prin efectul turtirii Pămîntului.

Un efect combinat al mișcărilor de revoluție și rotație a Pămîntului (legat și de înclinarea axei de rotație pe planul orbitei), este inegalitatea zilelor și nopților, despre care s-a amintit în cap. 1.

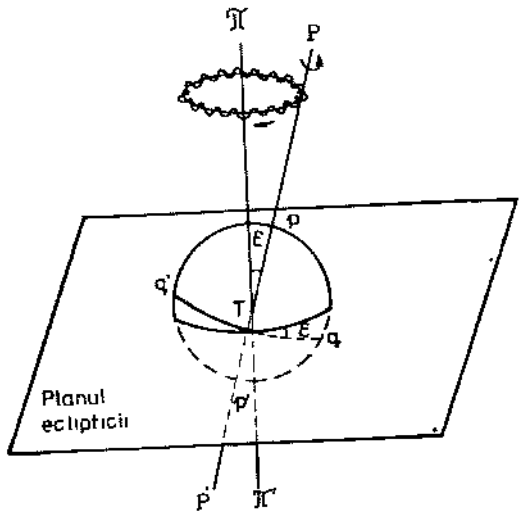


Fig. 5.6. a). Mișcările de precesie și de nutație ale Pămîntului.

În prezent rotația Pămîntului se observă direct din spațiul cosmic: de pe nave cosmice sau de pe Lună.

3°. **Mișcările de precesie și de nutație.** Mișcarea centrului de masă al Pămîntului este revoluția în jurul Soarelui. Mișcarea în jurul centrului de masă, mai cuprinde, pe lîngă rotația în jurul axei (rotația proprie), încă două mișcări de rotație și anume: mișcarea de precesie a Pămîntului, în care axa de rotație descrie un con în jurul axei polilor ecliptici (fig. 5.6 *a*), cu perioada $P_{prec} \simeq 26\,000$ ani; și mișcarea de nutație a Pămîntului, în care axa de rotație execută o oscilație în jurul poziției medii, cu amplitudinea totală de 18″,42 și perioada $P_{nut} = 18{,}6$ ani (cf. cap. 4).

Precesia și nutația reprezintă perturbații în mișcarea Pămîntului, datorate nesfericității sale.

Soarele și Luna — mai ales — precum și planetele acționează asupra deformării ecuatoriale a Pămîntului, producînd aceste mișcări. Din cauza perturbațiilor provocate de planete, conul de precesie nu se închide (cf. cap. 4).

4°. **Alte mișcări ale Pămîntului.** Pămîntul mai execută și alte mișcări, dintre care cele mai importante sînt următoarele:

(1) *Deplasarea polilor Pămîntului.* Măsurările de latitudini geografice efectuate în diverse puncte terestre au pus în evidență

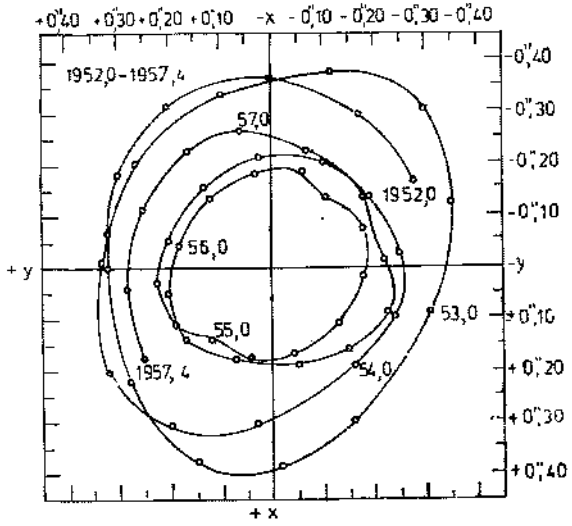


Fig. 5.6. b). Deplasarea polului nord terestru pe suprafața Pământului, între anii 1952 și 1957.

variații periodice ale mărimii φ cu o amplitudine de 3—4 zecimi de secundă de arc. Aceste variații se explică prin faptul că Pământul se mișcă față de axa sa de rotație care tinde să rămînă fixă în spațiu. Astfel, la momente diferite polul (nord) terestru va coincide cu puncte diferite ale suprafeței terestre. Prin urmare polii (terestri) se deplasează pe suprafața Pământului.

Polul nord se deplasează pe suprafața Pământului descriind o curbă complicată în jurul poziției medii, curbă care nu iese dintr-un pătrat cu latura de 30 m. Mișcarea are loc în sens trigonometric direct (fig. 5.6. *b*). În această mișcare s-au pus în evidență mai multe perioade, dintre care perioadele principale sînt: perioada lui Chandler de 14 luni și perioada anuală de 12 luni. Prima este legată de proprietățile elastice (elastoplastice) ale Pământului și a fost prevăzută teoretic de Euler (sec. XVIII), iar a doua de redistribuția sezonieră a maselor de apă și de aer în cele două emisfere terestre.

În țara noastră măsurări de latitudine de mare precizie se efectuează la Centrul de Astronomie și Științe Spațiale din București.

(2) *Mareele.* În vecinătatea meridianului terestru care are Luna sau Soarele deasupra lui, Pământul suferă deformări

variabile în timp (periodice) numite maree (fenomenul de flux și reflux).

(3). *Deriva (deplasarea) continentelor.* Prin măsurări de mare precizie (mai ales prin metoda LASER) s-a pus în evidență deplasarea relativă a continentelor unul față de altul. Fenomenul se explică prin structura scoarței Pământului, sub formă de plăci care se deplasează unele față de altele, această deplasare fiind cauza seismelor terestre.

§ 5.2. Forma și dimensiunile Pământului

Încă cu mult timp în urmă omul a ajuns la concluzia că Pământul are o formă sferică, sau aproape sferică. Există numeroase argumente în acest sens, ca de exemplu:

— forma circulară a umbrei Pământului pe discul Lunii, în timpul eclipselor de Lună (Aristotel),

— observațiile efectuate din sateliți artificiali, nave cosmice, observatoare orbitale, stații orbitale etc.,

— fotografiile Pământului obținute din spațiul cosmic (fig. 5.7) etc.

Dar forma exactă a Pământului este extrem de complicată, iar studiul ei continuă și în prezent, cu ajutorul sateliților artificiali.

Fig. 5.7. Pământul fotografiat din spațiul cosmic.

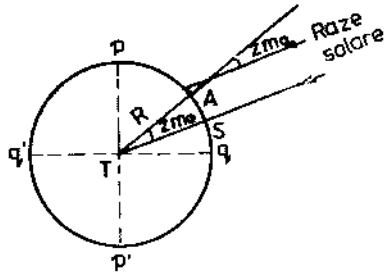


Fig. 5.8. Măsurarea razei Pămîntului.

Prima măsurare a razei Pămîntului (considerat sferic) a fost efectuată de Eratostene (276—194 î.e.n.). El observă că la Syena (azi Assuan), la solstiţiul de vară, Soarele trece la amiază prin Zenitul locului. În acel moment determină cu gnomonul (un stîlp vertical) distanţa zenitală meridiană a Soarelui $z_{m\odot}$, la Alexandria. Măsurînd distanţa Syena-Alexandria (presupuse pe acelaşi meridian, fig. 5.8), din relaţia $\widehat{AS} = Rz_{m\odot}$, determină raza Pămîntului R (obţinînd o valoare destul de bună pentru vremea lui).

Arabii propun determinarea razei Pămîntului prin măsurarea lungimii arcului de 1° de meridian, obţinînd pentru R o valoare mai precisă decît a obţinut Eratostene. În acest scop se aleg două puncte situate pe acelaşi meridian şi se măsoară latitudinile lor geografice φ_1, φ_2; $(\varphi_2 < \varphi_1)$. Apoi se măsoară lungimea arcului de meridian dintre cele două puncte. De aici, cunoscînd diferenţa de latitudini $\Delta\varphi^\circ = \varphi_1 - \varphi_2$ se poate determina lungimea arcului de 1° de meridian, respectiv raza Pămîntului, cu formula

$$R = \frac{180^\circ l}{\pi \Delta\varphi^\circ}$$

În timp ce latitudinile geografice se pot măsura relativ uşor, cu mare precizie, măsurarea lungimii arcului de meridian l este mai dificilă, deoarece între cele două puncte (situate la sute de km unul de altul) există diverse forme de relief şi obstacole naturale.

În epoca modernă s-a procedat la măsurarea acestei lungimi, **prin metoda triangulaţiei** (propusă de Snellius, 1615), acoperind arcul de meridian M_1M_2 cu o reţea de triunghiuri. Se măsoară o bază $\overline{M_1A}$ pe un teren plat şi unghiurile din vîrfurile accesibile ale triunghiurilor. Se rezolvă triunghiurile şi se proiectează linia frîntă M_1ACM_2 pe direcţia meridianului (fig. 5.9). Se obţine astfel lungimea arcului de meridian $l = M_1M_2$ de unde se determină raza Pămîntului, cu formula dată mai sus.

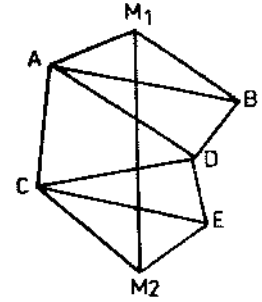


Fig. 5.9. Triangulaţia.

Newton avansează ideea că Pămîntul este turtit la poli, datorită rotaţiei (prin analogie cu turtirea observată a planetei Jupiter). El obţine, teoretic, pentru turtirea $\tau = (a_e - b)/a_e$, valoarea 1/230 (a_e — raza ecuatorială, b — raza polară a Pămîntului).

Măsurătorile efectuate începînd din secolul al XVIII-lea au confirmat această ipoteză, precizînd valoarea turtirii. Astfel s-a adoptat drept suprafaţă matematică, reprezentînd forma Pămîntului, suprafaţa de elipsoid de revoluţie. O convenţie internaţională din anul 1924 a adoptat elipsoidul Hayford, drept elipsoid internaţional de referinţă. Elementele lui sînt:

$$a_e = 6378{,}388 \text{ km}; \; b = 6356{,}912 \text{ km}; \; \tau = 1/297 \qquad (5.4)$$

În anul 1940 Krasovski a obţinut un nou elipsoid cu elementele

$$a_e = 6378{,}245 \text{ km}; \; b = 6356{,}863 \text{ km}; \; \tau = 1/298{,}3 \qquad (5.5)$$

Dimensiunile şi forma Pămîntului s-au precizat în zilele noastre cu ajutorul sateliţilor săi artificiali (calcule de orbită, triangulaţie cosmică, trilateraţie cosmică utilizînd măsurări LASER etc.). Astfel, pe baza a numeroase determinări, Uniunea Astronomică Internaţională a adoptat, în anul 1964, următoarele valori pentru elementele elipsoidului terestru

$$a_e = 6378{,}16 \text{ km}; \; b = 6356{,}78 \text{ km}; \; \tau = 1/298{,}25 \qquad (5.6)$$

Încă măsurătorile lui Krasovski au arătat că meridianele terestre nu sînt egale între ele, deci Pămîntul nu este elipsoid de revoluţie. Dar Pămîntul nu se poate reprezenta nici printr-un

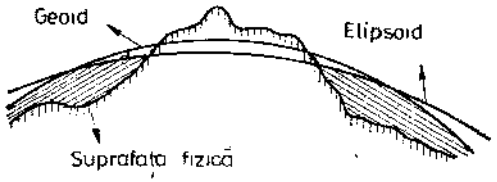


Fig. 5.10. Geoidul și elipsoidul.

elipsoid triaxial sau printr-o altă suprafață matematică cunoscută. El are o formă specială numită *geoid*. Determinările efectuate cu sateliții artificiali au arătat că polul sud terestru este mai aproape cu circa 30 m de centrul Pământului decît polul nord, adică $b_p - b_{p'} = 30$ m (forma de „pară" a Pământului). Cercetări detaliate pun în evidență o formă tot mai complicată a Pământului prin suprapunerea diferitelor armonice ale potențialului terestru și prin studiul anomaliilor gravifice.

Se numește *suprafață de nivel* sau *suprafață de echilibru*, o suprafață care are în fiecare punct al ei ca normală verticala locului. Există, evident, o infinitate de suprafețe de nivel. *Acea suprafață de nivel, care în oceanul deschis coincide cu suprafața liberă a apei liniștite se numește geoid.* Astfel, în legătură cu Pământul putem considera trei suprafețe (fig. 5.10).

— *Suprafața fizică* — este suprafața reală a Pământului, cu formele de relief. Pe ea se fac măsurătorile geodezice.

— *Suprafața hidrostatică* — este suprafața de nivel corespunzătoare geoidului, considerată ca fiind prelungită pe sub continente. La ea se reduc măsurătorile geodezice („nivelul mării").

— *Suprafața matematică* — este suprafața elipsoidului de referință. Pe aceasta se reprezintă măsurătorile.

Distanța dintre elipsoid și geoid, cu excepția cîtorva puncte, nu depășește 100 m.

Determinarea formei exacte a Pământului constituie problema fundamentală a *geodeziei* și *gravimetriei*.

§ 5.3. Coordonate geografice și coordonate geocentrice

Dacă Pământul ar fi sferic (R = const.), poziția unui punct O pe suprafața lui ar fi determinată prin coordonatele geografice (fig. 1.7): latitudinea geografică (sau astronomică) φ și longitu-

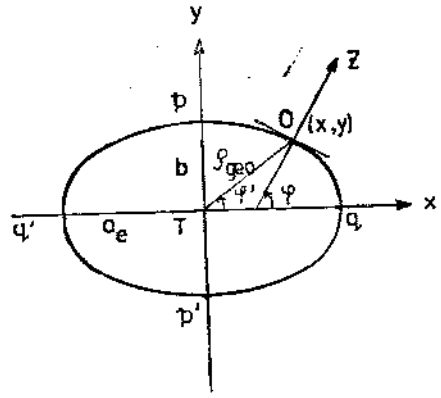


Fig. 5.11. Elipsa meridiană.

dinea geografică L (definite în § 1.3). Deoarece Pământul nu este sferic, considerînd elipsoidul de referință (de revoluție), ca fiind suprafața matematică cea mai apropiată de forma reală a Pământului (de suprafața geoidului), verticala locului nu mai trece prin centrul Pământului, iar distanța la centrul Pământului variază cu locul de observație. Poziția punctului O pe elipsoidul de referință, va fi determinată prin următoarele coordonate geocentrice:

— *Raza geocentrică*, ρ_{geo} este distanța $\overline{TO}$ a punctului considerat la centrul Pământului (fig. 5.11).

— *Latitudinea geocentrică*, φ', este unghiul format de raza geocentrică $\overline{TO}$ cu planul ecuatorului.

— *Longitudinea*, L, este longitudinea geografică, definită în § 1.3.

Întrucît elipsoidul de referință nu coincide cu forma reală a Pământului (cu geoidul) se mai definește *latitudinea geodezică* φ_1, ca fiind unghiul format de normala la elipsoid în punctul O, cu planul ecuatorului. Diferența $\varphi_1 - \varphi$ (deviația verticalei de la normala la elipsoid) se determină din măsurări geodezice și gravimetrice, nedepășind, în general, 3″. De aceea în problemele curente de Astronomie această diferență se neglijează, luîndu-se $\varphi_1 \simeq \varphi$.

Din observații astronomice se cunosc coordonatele geografice ale punctului O, iar din măsurători geodezice — elementele elipsoidului de referință. Să determinăm coordonatele geocentrice corespunzătoare.

Secțiunea Pământului prin planul meridianului va fi elipsa meridiană de semiaxe a_e, b (fig. 5.11). Fie xTy un sistem de axe rectangulare, orientate ca în figură. Ecuația elipsei meridiane va fi

$$\frac{x^2}{a_e^2} + \frac{y^2}{b^2} = 1 \tag{5.7}$$

Considerînd că verticala locului este normală la elipsa meridiană ($\varphi_1 \simeq \varphi$) avem $\operatorname{tg}\varphi = -\,\mathrm{d}x/\mathrm{d}y$. Din figură avem $\operatorname{tg}\varphi' = y/x$. Atunci din ecuația (5.7) rezultă că latitudinea geocentrică se poate calcula în funcție de latitudinea geografică, cu una din expresiile următoare:

$$\operatorname{tg}\varphi' = \frac{b^2}{a_e^2}\operatorname{tg}\varphi = (1-e^2)\operatorname{tg}\varphi = (1-\tau)^2\operatorname{tg}\varphi \tag{5.8}$$

unde e — excentricitatea elipsei meridiane, este dată de relația $e^2 = (a_e^2 - b^2)/a_e^2$.

Din relațiile (5.7) și (5.8) rezultă că elipsa meridiană poate fi reprezentată parametric în funcție de latitudinea geografică astfel (punînd $y = x\operatorname{tg}\varphi'$)

$$x = \frac{a_e\cos\varphi}{\sqrt{1-e^2\sin^2\varphi}}, \quad y = \frac{a_e(1-e^2)\sin\varphi}{\sqrt{1-e^2\sin^2\varphi}} \tag{5.9}$$

Observînd că $\rho_{geo}^2 = x^2 + y^2$, pentru raza geocentrică rezultă expresia

$$\rho_{geo} = a_e\sqrt{\frac{1-2e^2\sin^2\varphi + e^4\sin^2\varphi}{1-e^2\sin^2\varphi}} \tag{5.10}$$

Din ecuațiile (5.9), pentru lungimea arcului de meridian, l, cuprins între punctele $O_1(\varphi_1)$, $O_2(\varphi_2)$ rezultă expresia

$$l = a_e(1-e^2)\int_{\varphi_1}^{\varphi_2}\frac{\mathrm{d}\varphi}{(1-e^2\sin^2\varphi)^{3/2}}, \tag{5.11}$$

adică arcele de meridian se exprimă prin integrale eliptice.

§ 5.4. Masa Pământului

Masa Pământului se poate determina măsurînd accelerația gravitațională g, la suprafața sa. Fie $\mathfrak{M}_\oplus$ — masa Pământului, R — raza lui (medie) și m — masa unui corp de la suprafața acestuia. Identificînd forța de atracție newtoniană a Pământului (cf. cap. 7) exercitată asupra corpului de masă m, cu greutatea corpului, avem

$$G\frac{\mathfrak{M}_\oplus m}{R^2} = mg \Rightarrow \mathfrak{M}_\oplus = \frac{gR^2}{G} \tag{5.12}$$

Deci determinarea masei Pământului se reduce la determinarea constantei atracției universale G. Aceasta se determină

— prin experiența lui Cavendish (pendulul de torsiune)

— prin experiența lui Jolly (utilizînd o balanță specială, foarte sensibilă, balanța lui Jolly).

S-a obținut $G = 6{,}67\cdot10^{-8}\ \mathrm{cm^3\ g^{-1}\ s^{-2}} = 6{,}67\cdot10^{-11}\ \mathrm{Nm^2\ kg^{-2}}$. Introducînd în formula (5.12) valoarea lui G și valorile cunoscute pentru R și g ($R = 6371$ km, $g = 9{,}81\ \mathrm{m/s^2}$), rezultă

$$\mathfrak{M}_\oplus = 5{,}976\cdot10^{27}\ \mathrm{g} \simeq 6\cdot10^{27}\mathrm{g} = 6\cdot10^{24}\mathrm{kg}. \tag{5.13}$$

Cunoscînd masa și volumul, rezultă densitatea medie a Pământului: 5,52 g/cm³ sau 5520 kg/m³ (densitatea crește de la suprafață spre interior).

§ 5.5. Structura Pământului

Pământul se compune din trei **învelișuri principale**: litosfera*, hidrosfera și atmosfera.

1°. Litosfera (interiorul Pământului). Informații asupra interiorului Pământului ne furnizează studiul momentului de iner-

* Unii autori denumesc prin termenul de litosferă numai învelișul superficial al Pământului (scoarța). Aici denumim prin acest termen masa esențială a Pământului, ce se găsește sub atmosferă și hidrosferă (ca și în lucrarea: P. Bakouline, E. Kononovitch, V. Moroz, „Astronomie générale", Ed. Mir, Moscou, 1975).

ție al Pămîntului și studiul cutremurelor de Pămînt. Am văzut că densitatea lui medie este 5,52 g/cm³. Dar densitatea rocilor de la suprafață este de circa 3 g/cm³; înseamnă că densitatea crește spre interior. Acest fapt este indicat și de studiul momentului de inerție, dedus din mișcările Pămîntului (mai ales din mișcarea de precesie). În adevăr acest moment este 0,83 din momentul unei sfere omogene de aceeași masă și aceeași rază, valoare care impune anumite restricții concentrării masei spre centru, care nu poate fi nici prea mare, nici prea mică.

Precizarea structurii litosferei se face pe baza studiului undelor seismice (care formează obiectul seismologiei). Propagarea acestor unde în timpul cutremurelor de Pămînt (naturale sau artificiale) au dus la concluzia că litosfera se compune din următoarele învelișuri aproape sferice, concentrice.

(1) *Scoarța* — este învelișul superficial, solid, cu o grosime de 40 km, în care densitatea crește de la 3 g/cm³ la 3,3 g/cm³. Este formată mai ales din siliciu și aluminiu. Acest înveliș se mai numește și crustă. Suprafața de separație dintre scoarță și învelișul următor (mantaua) se numește *discontinuitatea lui Mohorovičič*.

(2) *Mantaua* — este un înveliș solid care se întinde de la scoarță pînă la adîncimea de 3000 km (fig. 5.12), în care densitatea crește de la 3,3 g/cm³ pînă la 5,2 g/cm³. Este formată mai ales din siliciu, aluminiu, magneziu și fier. La baza ei presiunea atinge 1 300 000 atmosfere.

La adîncimea de 3000 km avem o discontinuitate în densitate, în variația căreia avem un salt de la 5,2 g/cm³ — la 9,4 g/cm³.

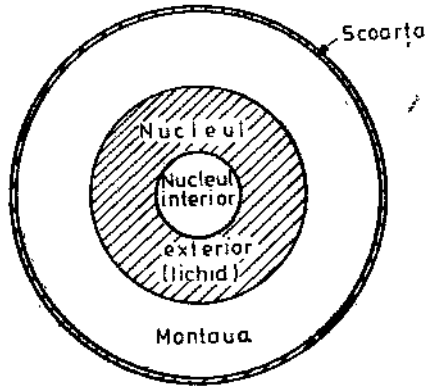


Fig. 5.12. Structura interiorului Pămîntului.

Aici începe:

(3) *Nucleul Pămîntului*. Este format din două învelișuri:

— *Nucleul exterior lichid* (topit), care coboară pînă la adîncimea de 5100 km, și

— *Nucleul interior*, care probabil este solid, ocupînd regiunea centrală a Pămîntului, cu o rază de aproape 1300 km.

În nucleu densitatea crește de la 9,4 g/cm³ pînă la 14,5—18 g/cm³ în centru. Nucleul este format mai ales din nichel și fier. Compoziția chimică a interiorului este dedusă prin analogie cu cea a meteoriților (cap. 9).

Se știe că în mine temperatura crește spre interior cu 20 K la 1 km. Cu un asemenea gradient, temperatura ar depăși 100 000 K în centrul Pămîntului. Or mantaua este solidă, deci la baza ei temperatura nu depășește 5000 K. Se pare că în centru temperatura nu depășește 10 000 K. Creșterea mai rapidă a temperaturii în partea superioară a mantalei este legată de dezintegrarea radioactivă, care în unele locuri topește rocile formînd pungi („buzunare") cu lavă, care provoacă *fenomenele vulcanice*.

Interiorul Pămîntului formează obiectul de studiu al Geologiei, Geofizicii și altor științe.

2°. **Hidrosfera.** Învelișul lichid al Pămîntului, acoperind 71% din suprafața lui se numește hidrosferă. Pămîntul este singura planetă din sistemul solar care are hidrosferă. Studiul ei formează obiectul Oceanografiei. Hidrosfera are un rol termoregulator pentru Pămînt, de prezența acestui înveliș fiind legată însăși apariția și existența vieții pe planeta noastră. Circulația apei în hidrosferă și marea sa capacitate termică împiedică apariția unor diferențe climatice prea mari la diferite latitudini. Din hidrosferă se ridică în atmosferă o mare cantitate de vapori, care produc *efectul de seră*. Acest efect ridică temperatura medie a suprafeței terestre pînă la circa 40°C prin următorul mecanism fizic. Radiația solară are maximul distribuției energiei în spectru în domeniul galben, la lungimea de undă de circa 550 nm (1 nm = 10^{-9} m), astfel încît este slab absorbită de către atmosfera terestră. Atingînd suprafața terestră, această radiație este absorbită și reemisă (aproximativ după legile corpului negru). Reemisia se produce în domeniul infraroșu, maximul radiației reemise corespunzînd lungimii de undă de 10 μ (10^4nm) (așa cum rezultă din legea lui Wien, considerînd temperatura medie a Pămîntului egală cu 290 K). Dar în domeniul infraroșu, vaporii de apă absorb o parte însemnată a acestei radiații, de

aceea temperatura de echilibru a Pămîntului este mai ridicată decît ar fi în lipsa învelișului de vapori de apă din atmosferă.

Hidrosfera acumulează o mare cantitate de căldură în cursul verii, pe care o cedează treptat în cursul iernii, atenuînd astfel variațiile climatice prea mari.

3°. **Atmosfera.** Învelișul gazos din jurul Pămîntului se numește atmosferă. Ea este mai bine studiată decît litosfera, mai ales datorită cercetărilor efectuate cu ajutorul sateliților artificiali. La nivelul mării, atmosfera se compune din azot (N_2) 78%, oxigen (O_2) 21% și alte elemente chimice (sub formă de molecule și atomi) 1%. Compoziția chimică a atmosferei la nivelul mării este prezentată detaliat în tabelul 1.

Atmosfera, la rîndul ei, este formată din mai multe subînvelișuri (straturi), și anume:

(1) *Troposfera* — este zona convectivă a atmosferei situată deasupra suprafeței terestre. Se întinde pînă la 11—12 km înălțime. În troposferă temperatura scade cu înălțimea (cu 6 K/km).

(2) *Stratosfera* — se întinde (deasupra troposferei) pînă la înălțimea de 20—25 km. Aici temperatura variază puțin cu înălțimea (practic, rămîne constantă în jurul valorii 220 K).

Tabelul 1

Compoziția chimică a atmosferei terestre la nivelul mării

Componenta	Procente (în volum)
Azot, N_2	78
Oxigen, O_2	21
Bioxid de carbon, CO_2	0,03
Argon, Ar	0,93
Neon, Ne	$1{,}8 \cdot 10^{-3}$
Heliu, He	$5{,}2 \cdot 10^{-4}$
Kripton, Kr	$1{,}1 \cdot 10^{-4}$
Xenon, Xe	$8{,}7 \cdot 10^{-6}$
Hidrogen, H_2	$5 \cdot 10^{-7}$
Metan, CH_4	$1{,}5 \cdot 10^{-6}$
Protoxid de azot, N_2O	$5 \cdot 10^{-7}$
Componente variabile importante:	
Vapori de apă, H_2O	de la 0 la 2
Ozon, O_3	$3 \cdot 10^{-6}$ la nivelul mării; de la $1 \cdot 10^{-4}$ la $3 \cdot 10^{-4}$ la o altitudine cuprinsă între 20 km și 30 km

Suprafața de separare dintre troposferă și stratosferă se numește *tropopauză*.

(3) *Mezosfera* (sau *ozonosfera*) — se întinde de la 20—25 km pînă la 80 km înălțime. De la baza mezosferei temperatura începe din nou să crească, datorită reacției fotochimice de descompunere a ozonului (reacție exotermică). Astfel

$$O_3 + h\nu \rightarrow O_2 + O \qquad (5.14)$$

unde ν — frecvența radiației absorbite, iar h — constanta lui Planck. În această reacție, ozonul absoarbe radiațiile ultraviolete, cu lungimea de undă în intervalul 200 nm $< \lambda <$ 300 nm, iar prin aceasta învelișul corespunzător al atmosferei se încălzește. Temperatura crește pînă la 50 km altitudine, unde avem un maxim (270 K), apoi scade din nou, încît la 80 km altitudine, avem un nou minim (comparabil cu precedèntul) (fig. 5.13). Suprafața corespunzătoare acestui minim, ce separă mezosfera de învelișul următor (ionosfera) se numește *mezopauză*. Ozonul din mezosferă are rolul unui ecran protector, pentru viața de pe Pămînt, contra radiației ultraviolete a Soarelui.

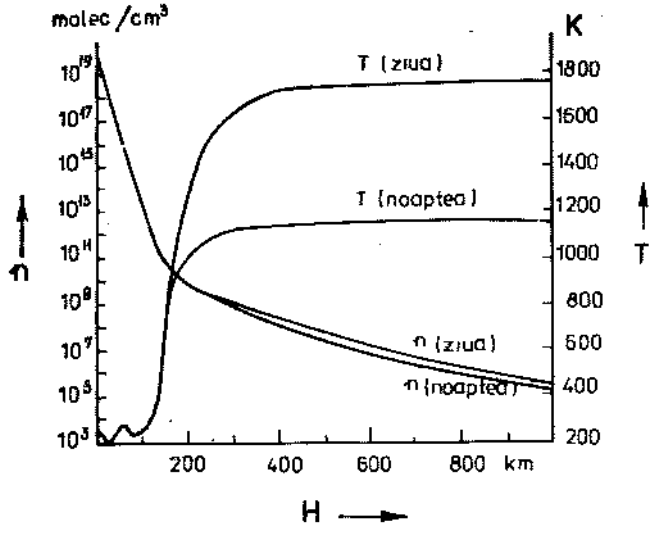


Fig. 5.13. Variația temperaturii și concentrației moleculare cu altitudinea, în atmosferă (la maximul activității solare).

(4) *Ionosfera* — se întinde de la 80 km înălțime, pînă la zonele de radiații (2400 km înălțime). Aici temperatura începe din nou să crească, datorită absorbției radiațiilor ultraviolete ale Soarelui prin ionizarea oxigenului, conform reacției:

$$O + h\nu \rightarrow O^+ + e^- \qquad (5.15)$$

Temperatura crește pînă la altitudinea de 400 km, unde atinge 1800 K la maximul activității solare (sub 1000 K, la minimul activității solare). Aici temperatura variază, de asemenea, foarte mult, de la zi la noapte (fig. 5.13). Peste 400 km înălțime, atmosfera este *izotermică*. Partea izotermică a ionosferei se numește *termosferă*. Unii autori numesc *exosferă* partea exterioară a ionosferei, situată la altitudinea de peste 700 km.

În fig. 5.13 este prezentată variația temperaturii absolute, T, a atmosferei, cu altitudinea H, precum și variația concentrației moleculare, n (numărul de molecule pe cm³), cu altitudinea.

Figura 5.14 prezintă variația compoziției chimice a atmosferei cu altitudinea, sub forma variației concentrației moleculare și atomice, pentru diferite elemente chimice. Astfel, la înălțimi de peste 400—500 km, componenta principală a atmosferei este oxigenul atomic, iar peste 700—800 km — heliul și apoi hidrogenul.

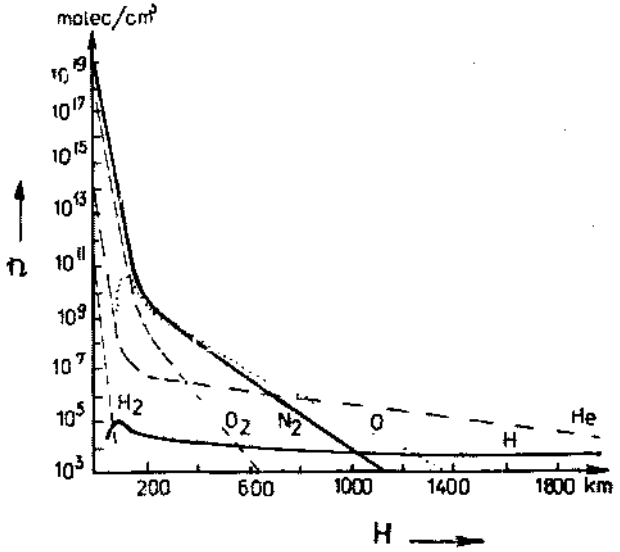


Fig. 5.14. Variația compoziției chimice a atmosferei terestre cu altitudinea.

În ionosferă materia este puternic ionizată, prezentîndu-se sub formă de *plasmă*. Concentrația sarcinilor în plasma cvasineutră (numărul ionilor — egal cu numărul electronilor) este de 10^6/cm³ la înălțimea de 300 km.

(5) *Geocoroana* și *zonele de radiații*. Straturile exterioare ale atmosferei constau din hidrogen (care devine preponderent pe la 2400 km altitudine), formînd *geocoroana*, care se întinde pînă la cîteva raze terestre. Aici concentrația este foarte mică: 10^2—10^3 atomi H/cm³.

Radiația cosmică (electroni, protoni și nuclee ale elementelor grele, mișcîndu-se cu viteze apropiate de c) și radiația corpusculară a Soarelui (particule elementare emise de Soare) sînt captate de cîmpul magnetic terestru, formînd *zonele de radiații Van Allen*, descoperite cu ajutorul sateliților artificiali. Acestea se prezintă sub forma unor inele (centuri) în jurul ecuatorului geomagnetic, astfel:

— *Inelul interior*, cuprins între 2400 km și 5600 km înălțime și între latitudinile $\pm 30°$, constă din protoni cu energia de 10^8 eV și din electroni cu energia de 20—500 keV (1eV = 1,6 · $\cdot 10^{-19}$ J).

— *Inelul exterior*, cuprins între 12 000 km și 20 000 km înălțime, este format din protoni și electroni, de mai mică energie decît cei din inelul interior.

— Între 50 000 km și 60 000 km înălțime, avem un al treilea inel, numit *curentul inelar* (de 10^7 A), constînd din electroni cu energia de 200 eV.

Întreg spațiul circumterestru, în care se găsesc particule încărcate electric, mișcîndu-se în cîmpul magnetic al Pămîntului, se numește *magnetosferă* (fig. 5.15). Aici, în mișcarea particule-

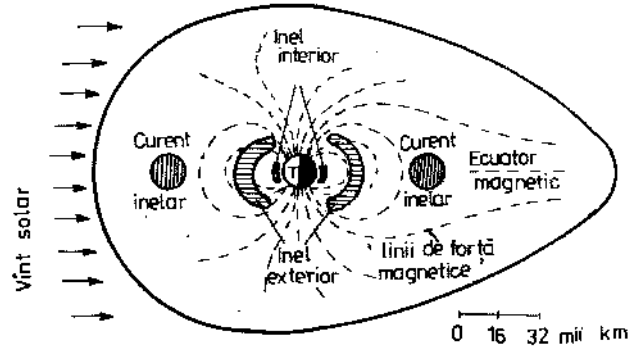


Fig. 5.15. Magnetosfera cu zonele de radiații.

lor, cîmpul magnetic este preponderent față de cîmpul gravific. Suprafața care delimitează magnetosfera de spațiul interplanetar se numește *magnetopauză*. Aceasta nu este sferică, ci asimetrică (fig. 5.15), datorită acțiunii vîntului solar, care deformează liniile de forță magnetice.

Unele fenomene din atmosfera terestră sînt strîns corelate cu activitatea solară. Așa sînt:

— *Furtunile magnetice* — variații bruște ale cîmpului magnetic terestru

— *Aurorele polare* — provocate de perturbațiile cîmpului magnetic terestru, observabile la latitudini mari, în care se produce o iluminare a cerului spre orizont (durînd de la cîteva minute, la cîteva ore).

Capitolul 6

MIȘCĂRILE APARENTE ȘI FAZELE PLANETELOR. ECLIPSE

§ 6.1. Mișcările aparente ale planetelor pe cer

Încă din antichitate s-a observat că, din punctul de vedere al mișcărilor aparente, se pot distinge două categorii de corpuri cerești. Majoritatea aștrilor par să aibă pozițiile relative neschimbate, ca și cum ar fi fixe pe sfera cerească, participînd doar la mișcarea de rotație diurnă (aparentă) a sferei cerești. Aceștia au fost numiți „stele fixe". În constelațiile zodiacale s-au observat însă, cîteva corpuri cerești care se deplasează printre „stelele fixe" (la fel ca Soarele și Luna), fiind numite *planete* (adică „rătăcitoare"). În antichitate erau cunoscute cinci planete: Mercur, Venus, Marte, Jupiter și Saturn. La acestea se adăugau Soarele și Luna, care, de asemenea erau considerate „planete". În schimb Pămîntul („centrul lumii", în sistemul geocentric) nu intra în categoria planetelor, în concepția învățaților antichității. De la numele celor șapte planete ale antichității derivă denumirile pentru cele șapte zile ale săptămînii.

Celelalte planete nu erau cunoscute în antichitate, fiind descoperite mult mai tîrziu, în epoca telescopului: Uranus — în 1781, Neptun — în 1846 și Pluton — în 1930. Nu este exclus ca, în afară de cele nouă planete mari cunoscute astăzi (între care și Pămîntul), să mai existe și alte planete mari. Planetele mici (asteroizii) au fost descoperite începînd din secolul al XIX-lea.

După caracteristicile mișcărilor lor aparente distingem două grupe de planete: *planetele inferioare*: Mercur și Venus și *planetele superioare*: toate celelalte (afară de Pămînt), adică: Marte, Jupiter, Saturn, Uranus, Neptun și Pluton. Mișcările aparente ale celor două grupe de planete sînt diferite.

Planetele inferioare se găsesc, întotdeauna, pe cer în aceeași constelație sau într-o constelație (zodiacală) vecină cu cea a Soarelui. Ele apar la Est sau la Vest de Soare, fără a se îndepărta de acesta cu mai mult de 18°—28° (Mercur) sau 45° —48° (Venus). Distanțele unghiulare date mai sus se numesc ***elongații maxime*** (elongația fiind distanța unghiulară dintre planeta inferioară considerată și Soare la un moment dat). Planeta se găsește în *elongație estică*, atunci cînd apare spre Est față de Soare, fiind vizibilă în timpul crepusculului de seară, pe cerul vestic și apunînd puțin timp după apusul Soarelui. Efectuînd o mișcare retrogradă printre stele (de la Est spre Vest), planeta se apropie tot mai mult de Soare, dispărînd în razele acestuia în momentul *conjuncției inferioare* (planeta trece între Pămînt și Soare). După cîtva timp planeta apare din nou, în *elongație vestică* (la Vest față de Soare), fiind vizibilă în timpul crepusculului de dimineață, pe cerul estic și răsărind cu puțin timp înaintea Soarelui. După ce atinge elongația vestică maximă, planeta începe să se miște în sens direct, apropiindu-se din nou de Soare și dispărînd din nou, în momentul *conjuncției superioare* (Soarele se găsește între Pămînt și planetă). Mișcarea directă continuă pînă cînd se atinge elongația estică maximă, apoi ciclul se repetă. Astfel o planetă inferioară execută o mișcare aparentă oscilatorie în jurul poziției Soarelui, asemănătoare mișcării unui pendul în jurul poziției sale medii.

Mișcarea unei planete superioare are un aspect cu totul diferit, față de cea descrisă mai sus. Cînd planeta este vizibilă după apusul Soarelui, în partea vestică a cerului, ea se deplasează în sens direct, printre stele, ca și Soarele, dar cu viteză unghiulară mai mică decît acesta. Astfel distanța unghiulară dintre planetă și Soare se micșorează treptat, pînă în momentul *conjuncției*, cînd longitudinile lor cerești sînt egale ($\lambda_{pl} - \lambda_{\odot} = 0$), planeta fiind invizibilă în lumina solară. Apoi Soarele depășește planeta în mișcarea aparentă, aceasta devenind vizibilă dimineața, înaintea răsăritului Soarelui. Viteza mișcării directe se micșorează treptat, pînă cînd aceasta încetează (punct de „stație"), începînd mișcarea retrogradă. În momentul *opoziției* ($\lambda_{pl} - \lambda_{\odot} = \pm 180°$), planeta apare în constelația zodiacală diametral opusă aceleia în care este Soarele. Apoi mișcarea retrogradă se încetinește și după un nou punct de stație, începe din nou mișcarea directă, după care ciclul se repetă. În vecinătatea fiecărei opoziții, planeta descrie o „buclă" printre stele (fig. 6.1). Poziția în care planeta se găsește la distanța unghiulară de 90° față de Soare se numește *cuadratură*. Cuadratura se numește

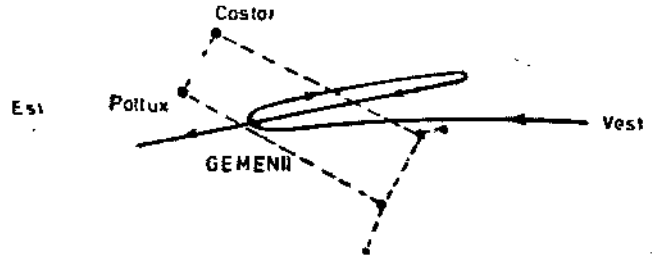


Fig. 6.1. Mișcarea aparentă a planetei Marte.

estică sau *vestică*, după cum planeta apare spre Est sau spre Vest față de Soare. Pozițiile caracteristice ale planetelor față de Soare, definite mai sus, se numesc *configurațiile planetelor*.

Așadar, spre deosebire de Soare și Lună, care, în mișcarea aparentă descriu cercuri pe sfera cerească, planetele au mișcări aparente foarte complicate. Explicarea acestor mișcări i-a preocupat pe astronomi din cele mai vechi timpuri. În antichitate au fost elaborate în acest scop teoriile geocentrice.

§ 6.2. Sistemul lumii al lui Ptolemeu

Au existat în antichitate mai multe teorii geocentrice cu privire la structura Universului. Ideile fundamentale ale acestora au fost sintetizate de către astronomul alexandrin Claudiu Ptolemeu (sec. II. e.n.) în lucrarea „Megale Syntaxis" („Marea Construcție"), cunoscută mai ales, prin traducerea sa în arabă, sub numele de „Almagestum" (Almagest). Aici este prezentat *sistemul lumii* al lui Ptolemeu, care avea la bază patru ipoteze (postulate) fundamentale:

(1) Pămîntul este în centrul Universului.
(2) Pămîntul este imobil.
(3) Toate corpurile cerești se mișcă în jurul Pămîntului.
(4) Mișcările corpurilor cerești sînt circulare și uniforme.

La un loc cu principalele teorii geocentrice, Ptolemeu sintetizează în lucrarea sa și principalele observații astronomice ale antichității.

Pentru a explica mișcările aparente complicate ale planetelor (care sînt necirculare și neuniforme), Ptolemeu face uz, în

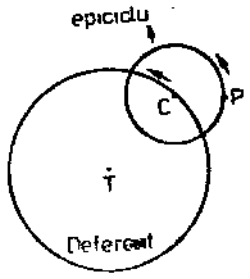


Fig. 6.2. Deferent şi epiciclu.

sistemul său, de *teoria epiciclelor* a lui Apoloniu. Potrivit acestei teorii, planetele (cu excepţia Soarelui şi Lunii) se deplasează uniform pe traiectorii circulare numite *epicicle*, ale căror centre descriu la rîndul lor alte cercuri numite *deferente*, Pămîntul imobil fiind situat în centrul comun tuturor deferentelor (fig. 6.2, 6.3). Soarele şi Luna descriu (cercuri) deferente, fără epicicle, în jurul Pămîntului fix. Aceste deferente ca şi deferentele şi epiciclele planetelor sînt situate în interiorul unei sfere pe care erau aşezate stelele „fixe".

Mişcarea diurnă a aştrilor era explicată prin rotaţia Universului ca un întreg în jurul Pămîntului fix. Mişcarea aparentă a planetelor era dedusă din combinarea mişcării uniforme a planetei pe epiciclu cu mişcarea uniformă a centrului epiciclului pe deferent, alegînd în mod convenabil razele şi vitezele corespunzătoare, pentru a obţine concordanţa necesară cu observaţiile.

În sistemul lui Ptolemeu, corpurile cereşti erau aşezate în ordinea următoare. Pămîntul (imobil) era considerat centrul Universului. În jurul lui se mişcau (în modul schiţat mai sus), pe orbite din ce în ce mai îndepărtate, planetele: Luna (fără epiciclu), Mercur, Venus, Soarele (fără epiciclu), Marte, Jupiter şi Saturn (fig. 6.3). Orbitele tuturor planetelor sînt închise în sfera stelelor „fixe" (sfera fixelor).

Sistemul lui Ptolemeu permitea, nu numai „explicarea" mişcărilor aparente ale planetelor, ci şi predicţia (calculul) poziţiilor lor viitoare (efemeridele), cu o precizie suficientă pentru observaţiile din acel timp, efectuate cu ochiul liber.

Pe măsura creşterii preciziei observaţiilor astronomice apar abateri tot mai mari între observaţii şi teoria geocentrică. Încercările de a perfecţiona sistemul lui Ptolemeu, prin introducerea de epicicle suplimentare pentru fiecare planetă, pentru a obţine o mai bună concordanţă cu observaţiile, au dus la complicarea

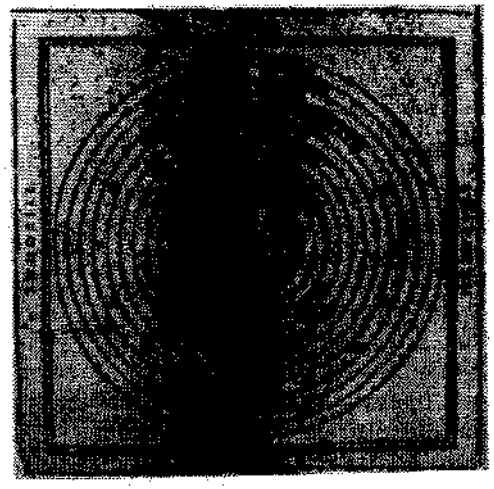


Fig. 6.3. Sistemul geocentric al lui Ptolemeu.

sistemului faţă de schema simplă iniţială, fără a se obţine, totuşi, rezultatul scontat.

Spre începutul secolului al XVI-lea, sistemul lui Ptolemeu, nu mai răspundea exigenţelor impuse astronomiei de viaţa practică (mai ales de necesităţile navigaţiei maritime). Acest sistem apare tot mai clar, ca o construcţie artificială, în contradicţie cu realitatea fizică, impunîndu-se necesitatea introducerii unui nou sistem pentru explicarea mişcărilor aparente ale planetelor.

Faptul că sistemul lui Ptolemeu s-a menţinut aproape un mileniu şi jumătate se explică nu numai prin nivelul nu prea ridicat al ştiinţei evului mediu, ci mai ales prin sprijinul pe care el l-a dobîndit din partea filozofiei scolastice aristotelice şi a teologiei medievale (creştine şi musulmane), cu care era în bună concordanţă.

§ 6.3. Sistemul lumii al lui Copernic

Marele astronom polonez Nicolae Copernic (1473—1543), introducînd sistemul heliocentric, a pus bazele unei concepţii noi despre Univers, care a avut un rol hotărîtor în dezvoltarea astronomiei moderne. Prin opera sa Astronomia face trecerea de la descrierea geometrică, la interpretarea fizică a Universului.

Noul sistem al lumii, sistemul heliocentric, este prezentat în lucrarea fundamentală a lui Copernic „De revolutionibus orbium coelestium" (1543), care este opera întregii sale vieți. La baza sistemului heliocentric se găsesc următoarele ipoteze principale:

(1) În centrul Universului se află Soarele și nu Pămîntul.

(2) Pămîntul sferic și planetele asemănătoare lui se mișcă în jurul Soarelui, în același sens, și se rotesc în jurul unuia din diametrele lor.

(3) Orbitele planetelor sînt circulare.

(4) Mișcările planetelor sînt uniforme, iar vitezele liniare sînt cu atît mai mari, cu cît planetele sînt mai apropiate de Soare și invers.

Copernic consideră că Luna (numai ea) se mișcă în jurul Pămîntului, ca un satelit al acestuia, și împreună cu Pămîntul — în jurul Soarelui.

Pe baza datelor observaționale, Copernic conchide că orbitele tuturor planetelor (inclusiv a Pămîntului) sînt situate aproximativ în același plan. El arată că Mercur și Venus nu se îndepărtează prea mult de Soare, în mișcarea aparentă printre stele, deoarece au orbite interioare orbitei Pămîntului, spre deosebire de Marte, Jupiter și Saturn, care au orbite exterioare, de aceea se pot vedea pe cer și în partea opusă Soarelui.

În cadrul sistemului heliocentric, Copernic a dat, pentru prima dată, o descriere exactă a structurii sitemului solar, determinînd distanțele relative ale planetelor față ce Soare, în raport cu distanța Pămînt-Soare.

Mișcarea diurnă a corpurilor cerești este considerată, în noul sistem, ca o mișcare *aparentă*, care se explică prin mișcarea de rotație *reală* a Pămîntului în jurul axei sale. La fel, *mișcarea anuală* a Soarelui pe ecliptică este *aparentă*, fiind o consecință a mișcării reale, de revoluție, a Pămîntului în jurul Soarelui. Pe măsură ce Pămîntul se deplasează pe orbita sa, proiecția Soarelui pe sfera cerească se deplasează printre stele, în sensul deplasării Pămîntului.

Structura lumii (Universului), după sistemul lui Copernic este următoarea. Soarele este în centru, iar în jurul lui se mișcă, pe orbite circulare, planetele, așezate în ordinea distanței la Soare astfel: Mercur, Venus, Pămînt (care este și el planetă), Marte, Jupiter și Saturn (fig. 6.4). Luna fiind un satelit al Pămîntului, se mișcă în jurul acestuia pe o orbită circulară. Stelele sînt „fixate" pe sfera „fixelor", care „închide" Universul său heliocentric.

Fig. 6.4. Sistemul heliocentric al lui Copernic.

Astfel Copernic n-a reușit, nici el, să depășească concepția despre „sfera stelelor fixe".

Deși ipotezele (3) și (4) nu sînt exacte, introducerea ipotezei (2), care ulterior s-a dovedit a fi în perfectă concordanță cu realitatea fizică, i-a permis lui Copernic să explice în mod natural, corect, complicatele mișcări aparente ale planetelor. Aceste mișcări sînt rezultatul compunerii mișcărilor reale ale planetelor cu mișcarea Pămîntului pe orbitele lor circumsolare. Interpretarea dată de Copernic mișcărilor aparente ale planetelor se consideră corectă, în principiu, și astăzi.

§ 6.4. Explicarea mișcărilor aparente ale planetelor

1°. **Mișcările aparente ale planetelor inferioare.** Fie orbita Pămîntului T și orbita unei planete inferioare, de exemplu Venus V (fig. 6.5). Poziția V_1 a planetei Venus față de Soare și Pămînt se numește conjuncție inferioară, iar poziția V_2 — conjuncție superioară. Unghiul format de direcția Pămînt-planetă cu direcția Pămînt-Soare (S) se numește elongație. Poziția V_3 se numește

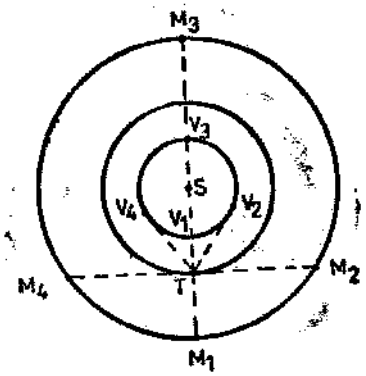


Fig. 6.5. Configurațiile planetelor.

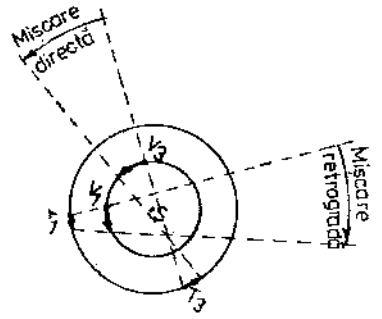


Fig. 6.6. Mișcările aparente ale planetelor inferioare.

elongație maximă vestică, iar poziția V_4 — elongație maximă estică. Pozițiile V_1, V_2, V_3, V_4 — caracteristice planetelor inferioare — se numesc *configurațiile planetelor inferioare*. Se observă că distanțele unghiulare ale planetelor inferioare față de Soare, nu pot depăși elongațiile maxime. De aceea planetele Mercur și Venus (numită și Luceafărul) nu se observă, decît, fie seara după apusul Soarelui, fie dimineața înainte de răsăritul Soarelui.

Mișcările aparente, directe și retrograde, ale planetelor inferioare, observate pe cer, se explică astfel:

Considerăm arcele descrise pe orbite de planeta Venus și de Pămînt, în vecinătatea conjuncției inferioare (V_1, T_1) (fig. 6.6), în același interval de timp. Conform ipotezei (4), Venus va descrie un arc mai mare, iar de pe Pămînt mișcarea planetei se vede efectuîndu-se în sens retrograd pe sfera cerească. Considerînd, apoi, arcele corespunzătoare descrise în vecinătatea conjuncției superioare (V_3, T_3), de pe Pămînt mișcarea planetei se vede efectuîndu-se în sens direct.

2°. **Mișcările aparente ale planetelor superioare.** Fie orbita Pămîntului T și orbita unei planete superioare, de exemplu Marte M (fig. 6.5). Poziția M_1 a planetei Marte față de Soare și Pămînt se numește opoziție, poziția M_2 — cuadratură vestică, poziția M_3 — conjuncție, iar poziția M_4 — cuadratură estică. Aceste poziții, caracteristice planetelor superioare, se numesc *configurațiile planetelor superioare*.

Mișcările aparente ale planetelor superioare se explică astfel: Considerăm arcele descrise, pe obite, de Pămînt și planeta Marte

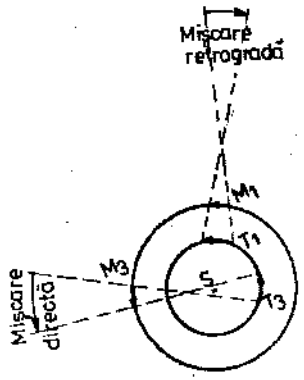


Fig. 6.7. Mișcările aparente ale planetelor superioare.

în vecinătatea opoziției (T_1, M_1) (fig. 6.7), în același interval de timp. În acest caz, arcul descris de Pămînt este mai mare decît cel descris de planetă. De aceea mișcarea planetei se vede efectuîndu-se în sens retrograd pe sfera cerească. Considerînd, apoi, arcele corespunzătoare descrise în vecinătatea conjuncției (T_3, M_3), de pe Pămînt mișcarea planetei se vede efectuîndu-se în sens direct.

Observăm că ipotezele (1), (3) și (4) care stau la baza sistemului lui Copernic nu sînt corecte decît într-o primă aproximație. Justețea ipotezei fundamentale (2) i-a permis lui Copernic să dea o interpretare principială corectă mișcărilor aparente ale planetelor. Interpretarea exactă detaliată a acestor mișcări se va face mai tîrziu, pe baza rezultatelor mecanicii cerești.

3°. **Ecuațiile mișcării sinodice.** Se numește *perioadă de revoluție siderală*, P, a unei planete, intervalului de timp în care planeta, efectuîndu-și mișcarea de revoluție în jurul Soarelui, revine în aceeași poziție față de un reper fix. Perioada de revoluție siderală a Pămîntului se numește *an sideral*, $P_\oplus$ (cf. cap. 4). Se numește *perioadă de revoluție sinodică*, S, a unei planete, intervalul de timp dintre două configurații consecutive de același fel ale planetei. Mărimile P, $P_\oplus$ și S se exprimă în zile medii.

Din definițiile date mai sus rezultă că viteza unghiulară a planetei este $2\pi/P$, iar a Pămîntului $2\pi/P_\oplus$. Considerăm o planetă inferioară. Avansul (sau deplasarea aparentă) a planetei față de Pămînt este $2\pi/P - 2\pi/P_\oplus$ pe zi. În S zile acest avans devine 2π (o revoluție sinodică), de unde rezultă

$$\frac{1}{P} - \frac{1}{P_\oplus} = \frac{1}{S} \qquad (6.1)$$

În mod analog, pentru planete superioare se obține

$$\frac{1}{P_\oplus} - \frac{1}{P} = \frac{1}{S} \qquad (6.2)$$

Direct, din observații, se determină $P_\oplus$ și S. Perioada siderală P a planetei se calculează cu ecuația (6.1), respectiv cu (6.2), după cum planeta este inferioară sau superioară.

Ecuațiile (6.1) și (6.2) se numesc ecuațiile mișcării sinodice.

§ 6.5. Dezvoltarea concepției heliocentrice

Teoria lui Copernic prezintă o importanță fundamentală pentru evoluția întregii științe. Ea a însemnat o adevărată revoluție nu numai în Astronomie, ci în toate științele, în concepția despre lume a omului.

Importanța teoriei lui Copernic rezidă în faptul că structura sistemului solar este intim legată de problema locului Pămîntului (și a Omului) în Univers. Înaintea lui Copernic, timp de aproximativ 15 secole, Pămîntul era considerat ca un corp unic, fix în Univers, ca partea centrală cea mai importantă a întregului spațiu. Toate religiile considerau că aștrii au fost creați pentru Pămînt și pentru Om, că scopul existenței Universului este de a servi umanitatea.

Prin teoria heliocentrică Pămîntul este așezat printre celelalte planete, mișcîndu-se (în spațiul infinit) ca și alte corpuri analoage. Astfel, ideile dominante cu privire la diferența între „terestru" și „ceresc" se dovedesc inconsistente. Teoria lui Copernic a dus la emanciparea întregii științe de sub tutela religiei și scolasticii medievale.

Concepția heliocentrică a lui Copernic nu s-a impus imediat, atît datorită opoziției bisericii, cu dogmele căreia heliocentrismul era în totală contradicție, cît și lipsei unor argumente fizice care să demonstreze existența mișcării de revoluție a Pămîntului în jurul Soarelui. Aceste argumente au fost obținute mult mai tîrziu (cf. cap. 4 și 5).

La început reprezentanții bisericii manifestă toleranță față de teoria lui Copernic, considerînd sistemul său ca o schemă geometrică, mai comodă decît sistemul lui Ptolemeu, pentru calculul pozițiilor aștrilor. Dar spre începutul secolului al XVII-lea,

cînd devine clară semnificația filozofică profundă a heliocentrismului, reprezentanții clerului interzic învățătura lui Copernic. Concepția heliocentrică se va impune în conștiința lumii prin lupta și descoperirile celor mai înaintate spirite ale vremii.

1°. **Tycho Brahe** (1546—1601). Astronomul danez Tycho Brahe a contribuit indirect la dezvoltarea concepției heliocentrice. El a fost cel mai mare observator al timpului său, efectuînd observații astronomice foarte precise (pentru vremea sa). Pe baza observațiilor sale, el a încercat să introducă un nou sistem al lumii care să fie un compromis între sistemul lui Ptolemeu și sistemul lui Copernic (considerînd că planetele se rotesc în jurul Soarelui, iar acesta împreună cu planetele — în jurul Pămîntului imobil). Nereușind să demonstreze justețea sistemului său, el lasă observațiile obținute lui Kepler pentru a continua încercarea făcută de a introduce un nou sistem al lumii. Pe baza acestor observații, Kepler arată că sistemul heliocentric al lui Copernic este corect și deduce legile de mișcare a planetelor.

2°. **Giordano Bruno** (1548—1600). În ultimul sfert al secolului al XVI-lea, concepția heliocentrică a lui Copernic a fost dezvoltată și propagată de filozoful italian Giordano Bruno. El merge mai departe decît Copernic și, sub influența doctrinei lui Nicolaus Cusanus, afirmă că Universul este infinit și nu are un centru, iar Soarele nu este decît una din nenumăratele stele. El consideră că planete există nu numai în jurul Soarelui, ci și în jurul altor stele, dezvoltînd pe această bază ideea existenței unei mulțimi infinite de lumi locuite. Pentru concepțiile sale, în totală opoziție cu dogmele religioase, Giordano Bruno a fost ars pe rug de către inchiziție, în anul 1600.

3°. **Johann Kepler** (1571—1630). Pe la anul 1600, Kepler a lucrat un timp cu Tycho Brahe, la Praga, cei doi astronomi colaborînd la observații și calcule. Concepțiile lor asupra Universului erau însă diferite: Brahe susținea, după cum am văzut, un sistem în esență geocentric, în timp ce Kepler era un adept convins al sistemului heliocentric al lui Copernic. După moartea lui Tycho Brahe (în 1601), Kepler a devenit continuatorul său și a intrat în posesia valoroaselor serii de observații de poziții planetare efectuate de acesta, printre care un loc însemnat îl ocupă observațiile asupra planetei Marte. Utilizînd aceste observații, precum și observații proprii, Kepler a dedus cele trei legi de mișcare a planetelor, care îi poartă numele. Asupra acestor legi vom reveni în capitolul 7. Demonstrînd că planetele se mișcă pe elipse în jurul Soarelui, după legea ariilor (deci neuniform), Kepler a infirmat postulatul mișcărilor circulare

și uniforme, introdus de astronomii antichității și păstrat chiar și de Copernic în sistemul său.

Descoperind cele trei legi de mișcare a planetelor, Kepler poate fi socotit fondatorul mecanicii cerești. Pe baza acestor legi Newton a descoperit legea atracției universale.

Nici Kepler n-a depășit concepția despre „sfera stelelor fixe", care închide, limitează întregul Univers. Abia după descoperirea legii atracției universale, conceptul de „sferă a fixelor" își pierde încetul cu încetul orice sens, dovedindu-se că stelele sînt la distanțe diferite și impunîndu-se ideea unui Univers infinit.

4°. **Galileo Galilei** (1564—1642). Sistemul heliocentric al lui Copernic și legile mișcării planetelor ale lui Kepler sînt cele mai mari descoperiri astronomice făcute pe baza unor observații efectuate cu instrumente simple, fără mijloace optice. Depășirea limitelor sistemului solar și precizarea detaliilor structurale ale acestuia nu mai era posibilă pe baza observațiilor cu ochiul liber. Progresul ulterior în astronomie era condiționat de introducerea unor noi instrumente de observație.

Fizicianul și astronomul italian Galileo Galilei construiește primele lunete astronomice, cu care face observații asupra aștrilor (prima, avînd puterea de mărire 9, iar a doua — 30). Prin Galilei, știința face trecerea de la studiul speculativ al naturii, la cel experimental. Contribuția lui Galilei la fundamentarea concepției heliocentrice a lui Copernic este inestimabilă.

Observînd cu luneta corpurile cerești, Galilei a făcut o serie de descoperiri, foarte importante pentru vremea aceea. Îndreptînd luneta spre Lună, el a observat principalele particularități ale reliefului lunar, care, în mare, sînt asemănătoare cu cele ale reliefului terestru: munți, văi, depresiuni întinse. Galilei a observat fazele planetei Venus, demonstrînd că aceasta se mișcă în jurul Soarelui și că în poziții diferite față de Soare apare în mod diferit (prezintă faze ca și Luna), reflectînd lumina Soarelui.

Observînd planeta Jupiter, Galilei a descoperit patru sateliți (galileeni) care se mișcă în jurul ei, la fel cum Luna se mișcă în jurul Pămîntului. Orientînd luneta spre Calea lactee, el a arătat că aceasta este o enormă îngrămădire de stele, care nu se pot distinge cu ochiul liber (confirmînd ipoteza genială a lui Democrit). De asemenea Galilei a observat petele solare, cu ajutorul cărora s-a putut pune în evidență mișcarea de rotație (axială) a Soarelui. Toate aceste descoperiri au fost publicate de Galilei în „Nuncius Sidereus" (Vestitorul stelelor), producînd o puternică impresie asupra contemporanilor săi.

Pe baza descoperirilor sale, Galilei susține și răspîndește învățătura heliocentrică a lui Copernic, care apare tot mai clar incompatibilă cu teologia și cu scolastica medievală.

Congregația papală de la Roma, din 1616, hotărăște să includă cartea lui Copernic în „Index librorum prohibitorum" („Indicele cărților interzise"). În 1632, Galilei publică lucrarea „Dialog despre cele două sisteme principale ale lumii, ptolemeic și copernican", după apariția căreia el este adus în fața tribunalului inchiziției, condamnat, și silit să-și renege convingerile heliocentrice. Totuși, și după proces Galiei continuă să lucreze la fundamentarea observațională a noii concepții despre lume. Prin creația sa științifică, Galileo Galilei a adus o contribuție hotărîtoare la victoria, de mai tîrziu, a concepției heliocentrice.

§ 6.6. Fazele planetelor și Lunii

În cursul mișcării orbitale, planetele și Luna (ca și sateliții celorlalte planete), ocupă poziții diferite față de Soare și Pămînt. Fiind corpuri obscure (fără surse proprii de radiație), acestea reflectă lumina (radiația) Soarelui, iar observatorul terestru observă (în general), la un moment dat, numai o fracțiune din emisfera iluminată de Soare. Acest fenomen este cunoscut sub numele de *fază*, avînd următoarea explicație:

Fie S — centrul Soarelui, T — centrul Pămîntului, P — centrul planetei (considerată sferică) și o secțiune a planetei prin planul determinat de cele trei puncte. În cercul de secțiune (fig. 6.8) considerăm diametrul AB ⊥ SP și diametrul CD ⊥ TP. Emisfera planetei iluminată de Soare este intersectată de planul STP după semicercul ACB, iar emisfera planetei vizibilă din T este

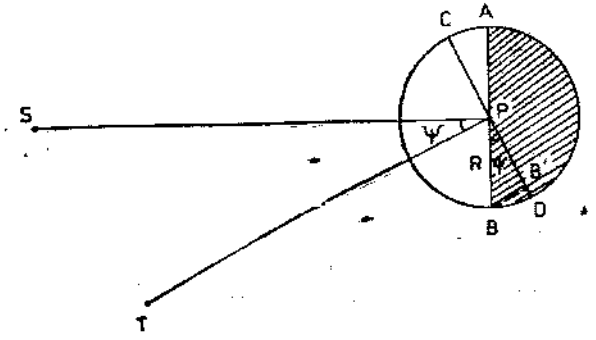


Fig. 6.8. Explicarea fazelor planetelor.

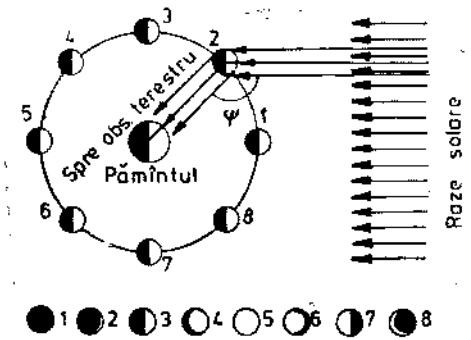


Fig. 6.9. Fazele Lunii.

intersectată de același plan după semicercul CBD. Deci din semicercul iluminat, observatorul terestru vede numai arcul CB, care se proiectează pe planul perpendicular la TP după segmentul CB'. Fie R raza planetei și $\psi = \sphericalangle SPT = \sphericalangle BPB'$. *Faza planetei*, Φ, definită prin raportul $\Phi = CB'/CD$ va avea expresia

$$\Phi = \frac{R + R\cos\psi}{2R} = \cos^2\frac{\psi}{2} \qquad (6.3)$$

Pentru Lună și planetele inferioare, unghiul de fază ψ variază între 0 și π, astfel că faza Φ variază între $\Phi = 1$ (faza plină) și $\Phi = 0$ (faza nouă). Fazele Lunii sînt prezentate în figura 6.9, pentru acestea utilizîndu-se următoarele denumiri: lună nouă, pentru $\Phi = 0$ (poziția 1); primul pătrar, pentru $\Phi = 1/2$ (poziția 3); lună plină pentru $\Phi = 1$ (poziția 5) și ultimul pătrar, pentru $\Phi = 1/2$ (poziția 7). Intervalul de timp dintre două faze lunare de același fel se numește lună sinodică, durata ei fiind de 29,53 z.m.

Pentru planetele superioare, unghiul de fază variază între 0 și ψ_{max}, ultima valoare fiind cu atît mai mică, cu cît planeta este mai departe (47° pentru Marte, 2° pentru Pluton), de aceea faza Φ nu diferă sensibil de 1 (fază plină) pentru planetele îndepărtate.

§ 6.7. Eclipse

Dispariția parțială sau totală a imaginii unui astru ca urmare a interpunerii altui astru între observator și astrul care dispare, sau între acesta (dacă nu are lumină proprie) și sursa care îl luminează, se numește *eclipsă*.

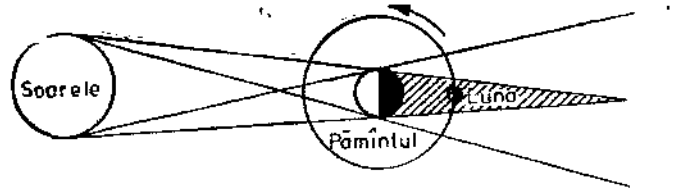


Fig. 6.10. Schema de producere a eclipsei de Lună.

1°. **Eclipse de Lună.** Acestea se produc atunci cînd Luna (în mișcarea sa de revoluție) intră în conul de umbră al Pămîntului. Dacă Luna intră în întregime în conul de umbră al Pămîntului, atunci se produce o *eclipsă totală de Lună*. Dacă numai o parte a Lunii intră în acest con, avem o *eclipsă parțială de Lună*. Ambele tipuri de eclipse sînt precedate de *eclipsa de Lună prin penumbră*, cînd Luna trece prin conul de penumbră al Pămîntului. Se poate ca o eclipsă prin penumbră să nu fie urmată de o eclipsă prin umbră. Schema de producere a unei eclipse de Lună este prezentată în fig. 6.10.

Eclipsele de Lună se produc la faza de lună plină, fiind vizibile din toate punctele terestre, care, la momentul respectiv, au Luna deasupra orizontului; pentru toate aceste puncte o asemenea eclipsă începe simultan și se termină simultan.

Să vedem în ce condiții se poate produce o eclipsă de Lună. În acest scop vom arăta că lungimea conului de umbră al Pămîntului este mai mare decît distanța Pămînt — Lună, încît o asemenea eclipsă este posibilă. În fig. 6.11, S este Soarele de rază $R_\odot$, T este Pămîntul de rază $R_\oplus$, l este lungimea conului de umbră al Pămîntului, iar $r_\odot$ este distanța de la Pămînt la Soare. Se observă din figură că

$$\frac{l}{r_\odot} = \frac{R_\oplus}{R_\odot - R_\oplus} \qquad (6.4)$$

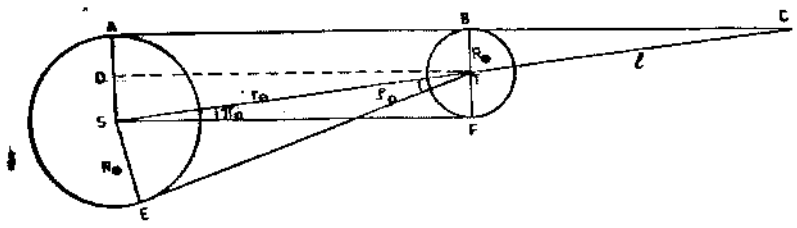


Fig. 6.11. Lungimea conului de umbră a Pămîntului.

Ținînd seama de formulele (4.21), (4.31), lungimea conului de umbră se poate exprima în funcție de paralaxa diurnă a Soarelui $\pi_\odot$ și de raza lui aparentă $\rho_\odot$ astfel

$$l = \frac{206\,265''}{\rho_\odot'' - \pi_\odot''} R_\oplus \qquad (6.5)$$

Luînd $\rho_\odot \simeq 16'$, $\pi_\odot \simeq 9''$, rezultă $l = 217\ R_\oplus$. Adică lungimea conului de umbră este mult mai mare decît distanța de la Pămînt la Lună (circa 60 $R_\oplus$), ceea ce înseamnă că eclipsa de Lună este posibilă.

În mod analog, se poate arăta că secțiunile conurilor de umbră și penumbră la distanța medie a Lunii au raze aparente de 41'29'', respectiv 1°13'29'', mult mai mari decît raza aparentă medie a Lunii, care este de 15'37''. Aceasta înseamnă că sînt posibile eclipse de Lună, atît prin conul de umbră, cît și prin cel de penumbră.

Axa conului de umbră și penumbră al Pămîntului se găsește în planul eclipticii. Pentru ca o eclipsă de Lună să se producă efectiv, atunci cînd avem faza de lună plină, trebuie ca centrul discului lunar să fie suficient de apropiat de planul eclipticii, adică latitudinea cerească (geocentrică) a Lunii $\beta_\leftmoon$ să îndeplinească o anumită condiție. Astfel, pentru a avea o eclipsă totală de Lună prin conul de umbră trebuie ca

$$\beta_\leftmoon < \pi_\leftmoon + \pi_\odot - \rho_\leftmoon - \rho_\odot \qquad (6.6)$$

Pentru a se produce o eclipsă parțială de Lună prin conul de umbră trebuie ca

$$\beta_\leftmoon < \pi_\leftmoon + \pi_\odot + \rho_\leftmoon - \rho_\odot \qquad (6.7)$$

Condiții analoage se pot obține pentru eclipsele de Lună prin conul de penumbră.

Planul orbitei Lunii este înclinat față de planul eclipticii cu unghiul $i_\leftmoon = 5°09'$, dreapta de intersecție a celor două plane numindu-se *linia nodurilor* (cf. cap. 7). Din restricțiile pentru latitudinea ecliptică a Lunii și din înclinarea $i_\leftmoon$, rezultă restricții pentru distanța unghiulară a centrului discului lunar față de nodul orbitei, pentru ca o eclipsă de Lună să se producă efectiv.

2°. **Eclipse de Soare.** În cursul mișcării sale în jurul Pămîntului, Luna poate trece prin fața aștrilor mai îndepărtați, acoperindu-i cu discul său aparent. Acest fenomen se numește *ocultația aștrilor de către Lună*. Ocultația Soarelui de către Lună se

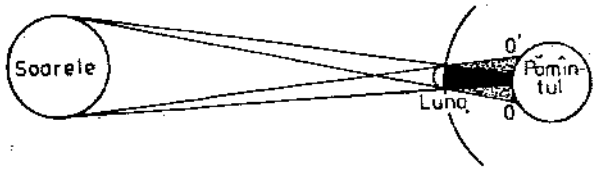


Fig. 6.12. Schema de producere a eclipsei de Soare.

numește *eclipsă de Soare*. Aceasta prezintă aspecte diferite pentru puncte terestre diferite. Pentru un punct care se găsește în conul de umbră al Lunii, are loc o *eclipsă totală de Soare* (fig.6. 12). Diametrul maxim al conului de umbră, pe suprafața Pămîntului nu depășește 270 km, de aceea o eclipsă totală de Soare nu se poate observa pe întreagă suprafața terestră. Pentru un punct terestru care se găsește în conul de penumbră al Lunii, are loc o *eclipsă parțială de Soare* (discul Lunii acoperă parțial discul Soarelui). Pentru punctele terestre din afara conului de penumbră, discul solar se vede întreg (nu are loc eclipsă).

Orbita Lunii fiind eliptică, distanța Pămînt-Lună variază între 363 300 km și 405 500 km, în timp ce lungimea conului de umbră al Lunii este (în medie) de 374 000 km (calculîndu-se printr-o formulă analoagă cu (6.4)). De aceea, uneori lungimea conului de umbră este mai mică decît distanța Pămînt-Lună (vîrful conului fiind situat între cele două corpuri). În acest caz, pentru punctele terestre apropiate de axa conului de umbră al Lunii, are loc o *eclipsă inelară de Soare* (centrul discului solar este acoperit, observîndu-se numai un inel periferic al acestuia).

Pentru puncte terestre diferite, o eclipsă de Soare începe la momente diferite și se termină la momente diferite. O eclipsă totală de Soare durează cîteva minute (cel mult 7 minute). Eclipsele de Soare au loc la faza de lună nouă.

Pentru producerea unei eclipse de Soare, latitudinea cerească (geocentrică) a Lunii trebuie să satisfacă condiția

$$\beta_\leftmoon < \rho_\leftmoon + \rho_\odot + \pi_\leftmoon - \pi_\odot \qquad (6.8)$$

ceea ce înseamnă, în medie, $\beta_\leftmoon < 88',7$, iar distanța dintre centrul discului lunar și nodul orbitei lunare nu trebuie să depășească 16',5.

3°. **Repetarea eclipselor.** Studiul condițiilor de producere a eclipselor arată că într-un an se pot produce cel mult 7 eclipse,

dintre care 2 eclipse de Lună și 5 eclipse de Soare sau 3 eclipse de Lună și 4 eclipse de Soare și cel puțin 2 eclipse, ambele fiind eclipse de Soare.

Eclipsele de **Soare** și de Lună se repetă în aceeași ordine, după o perioadă de timp de 18 ani și 11,3 zile, numită *Saros*. Această. perioadă cuprinde 70 de eclipse, dintre care 41 sînt eclipse de Soare, iar 29 sînt eclipse de Lună.

Observarea și studiul eclipselor prezintă importanță pentru studiul mișcării Lunii. O mare valoare științifică au eclipsele totale de Soare, în cursul cărora se poate cerceta atmosfera solară. De asemenea eclipsele totale de Soare permit verificarea efectului relativist de curbare a razelor de lumină care ne parvin de la stele, atunci cînd acestea trec prin vecinătatea discului solar.

Tot în categoria eclipselor pot fi încadrate următoarele fenomene: trecerile planetelor inferioare pe discul solar, ocultația stelelor și planetelor de către Lună, eclipsarea sateliților planetelor și eclipsarea reciprocă a componentelor unui sistem stelar binar strîns, pe care le amintim doar.

Capitolul 7

PROBLEMELE MECANICII CEREȘTI

§ 7.1. Legile lui Kepler

Utilizînd observațiile foarte precise (pentru vremea aceea), efectuate de Tycho Brahe asupra planetei Marte, Kepler a arătat că planetele nu se mișcă pe orbite circulare și nici cu mișcări uniforme, descoperind cele trei legi de mișcare a planetelor care-i poartă numele:

Legea I-a. Planetele se mișcă în jurul Soarelui pe elipse, Soarele aflîndu-se în unul din focare (comun pentru toate planetele).

Legea a II-a. Raza vectoare a planetei descrie arii egale în timpuri egale (legea ariilor) (fig. 7.1).

Legea a III-a. Pătratele perioadelor de revoluție siderală ale planetelor, în jurul Soarelui, sînt proporționale cu cuburile semiaxelor mari ale orbitelor lor eliptice: adică

$$\frac{P_1^2}{P_2^2} = \frac{a_1^3}{a_2^3} \tag{7.1}$$

unde P_1, P_2 sînt perioadele de revoluție siderală a două planete, iar a_1, a_2 sînt semiaxele mari ale orbitelor lor.

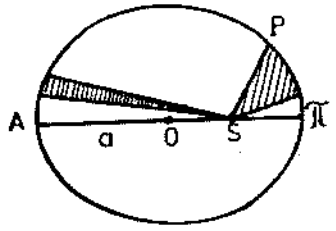


Fig. 7.1. Legea ariilor.

§ 7.2. Legea atracției universale

1°. **Enunțul legii atracției universale.** Deducînd, din observații, legile de mișcare ale planetelor, Kepler n-a explicat cauza care impune aceste mișcări. Această cauză a fost descoperită de Isaac Newton (1643—1727), ea constînd în atracția universală dintre corpuri. În anul 1687 Newton publică monumentala sa operă „Philosophiae Naturalis Principia Mathematica" prin care se pun bazele mecanicii. Aici sînt enunțate cele trei principii (newtoniene) ale mecanicii și legea atracției universale. Newton deduce această lege, pe baza legilor lui Kepler, ca o lege de atracție a planetelor de către Soare, demonstrînd apoi că este o lege universală. Legea atracției universale are (pentru cazul general) următorul enunț: „Oricare două puncte materiale se atrag unul pe altul cu o forță direct proporțională cu produsul maselor lor și invers proporțională cu patratul distanței dintre ele". Adică:

$$F = G\frac{m_1 m_2}{r^2} \tag{7.2}$$

unde F este mărimea forței de atracție; m_1, m_2 sînt masele punctelor materiale, r — distanța dintre ele, iar G — un coeficient de proporționalitate, egal cu forța cu care se atrag reciproc două puncte materiale de masă unitate și care se găsesc la distanța unitate unul de altul.

Coeficientul G se numește *constanta atracției universale* sau *constanta gravitației*. Valoarea lui numerică depinde de sistemul de unități adoptat. În Sistemul Internațional de unități (SI), valoarea lui este

$$G = 6{,}67 \cdot 10^{-11}\ \mathrm{N \cdot m^2\,kg^{-2}} \tag{7.3}$$

În Astronomie se utilizează următorul sistem de unități: ca unitate de distanță se ia unitatea astronomică, unitatea de masă este masa Soarelui ($\mathfrak{M}_\odot = 1$), iar unitatea de timp este ziua solară medie. În acest sistem de unități $G \equiv k^2 = 0{,}000\,295\,91$, deci $k = 0{,}017\,2021 \simeq 1/58$ — constanta lui Gauss.

Deducerea legii atracției univesale (7.2), din legile lui Kepler, se face în cursul de Mecanică teoretică, utilizînd ecuația lui Binet*.

2°. **Identitatea dintre forța de atracție și forța de gravitație.** Fie g accelerația gravitațională la suprafața Pămîntului ($g \simeq 9{,}81\ \mathrm{m/s^2}$). Să presupunem că forța de gravitație variază, de asemenea, invers proporțional cu patratul distanței. Atunci accelerația gravitațională la distanța Lunii ($r_\leftmoon \simeq 60\ R_\oplus$) va fi g' dată de

$$\frac{g'}{g} = \frac{R_\oplus^2}{(60\,R_\oplus)^2} \Rightarrow g' \simeq 2{,}7 \cdot 10^{-3}\ \mathrm{m/s^2} \tag{7.4}$$

Pe de altă parte, considerînd orbita Lunii circulară, mărimea accelerației ei centripete, a_c, în mișcarea de revoluție în jurul Pămîntului, este

$$a_c = \omega^2 r_\leftmoon,\ \omega = 2\pi/P_\leftmoon \tag{7.5}$$

Punînd $P_\leftmoon = 27{,}3$ z.m. $= 27{,}3 \cdot 86400$ s — perioada de revoluție siderală a Lunii și $r_\leftmoon \simeq 60\ R_\oplus = 60 \times 6371$ km — distanța de la Pămînt la Lună, rezultă $a_c = 2{,}7 \cdot 10^{-3}\ \mathrm{m/s^2}$, adică $g' = a_c$. Din egalitatea celor două accelerații, Newton trage concluzia că forța care menține Luna pe orbită (obligînd-o să se miște în jurul Pămîntului) este una și aceeași cu forța de gravitație (greutatea care atrage corpurile spre centrul Pămîntului); adică forța de atracție și gravitația sînt identice.

În acest mod Newton ajunge la concluzia că forța de atracție este o *forță universală*, acționînd între toate corpurile din Univers.

3°. **Cîteva proprietăți ale atracției universale.** Legea atracției universale a fost formulată — și este riguros valabilă — pentru puncte materiale. Or Soarele, planetele, Luna, nu sînt puncte materiale, ci corpuri cu dimensiuni finite. Dar legea atracției se poate aplica și în acest caz, deoarece Newton a arătat că:

— Două corpuri sferice omogene (cu densitatea $\rho = \mathrm{const.}$), se atrag ca și cum masele lor ar fi concentrate în centrele lor (adică, se atrag ca două puncte materiale).

---

* A se vedea, de exemplu, CAIUS IACOB: „Mecanică teoretică", Editura Didactică și Pedagogică, București, 1971, p. 352.

— Două corpuri sferice cu distribuție sferică a densității ($\rho = \rho(r)$), se atrag ca și cum masele lor ar fi concentrate în centrele lor.

În prima aproximație, corpurile cerești se pot considera sferice și cu distibuție sferică a densității. Acest fapt, precum și faptul că distanțele corpurilor cerești sînt (în general) mult mai mari decît dimensiunile lor, permit ca, în prima aproximație, să se aplice legea atracției universale sub forma (7.2). Abaterile de la forma sferică și de la distibuția sferică a densității, vor produce anumite perturbații în mișcarea studiată cu forța (7.2).

Legea atracției universale, a lui Newton, este una din cele mai importante legi ale naturii. Atracția are cîteva proprietăți remarcabile, și anume:

(1) Atracția acționează între toate corpurile Universului, oricît de îndepărtate ar fi ele (după cunoștințele actuale).

(2) Forțele de atracție depind de așezarea reciprocă a corpurilor. Dacă așezarea se schimbă, se schimbă și forțele.

(3) Forțele de atracție nu depind de compoziția chimică, starea fizică sau de diferitele proprietăți ale corpurilor, ci numai de masele lor.

(4) Atracția este o forță pentru care nu există nici o barieră (nu poate fi ecranată, slăbită etc.) Demonstrarea acestor afirmații se face în cursurile de Mecanică teoretică pe baza noțiunii de potențial newtonian (de ex. în lucrarea, C. Iacob: „Mecanică teoretică", Ed. Did. și Ped., București, 1971).

Natura gravitației, esența ei fizică, nu este pînă în prezent lămurită. Conform teoriei relativității generale a lui Einstein (numită și teoria gravitației) — atracția (gravitația) este o manifestare a proprietăților spațio-temporale ale lumii materiale. Ea este o proprietate primară a materiei, proprietate care stă la baza tuturor mișcărilor și după esența ei este identică cu inerția.

§ 7.3. Problema celor două corpuri

1°. **Mișcarea absolută.** Prin problema celor două corpuri, se înțelege problema mișcării a două puncte materiale M_1, M_2, de mase m_1, m_2, sub acțiunea atracției newtoniene reciproce.

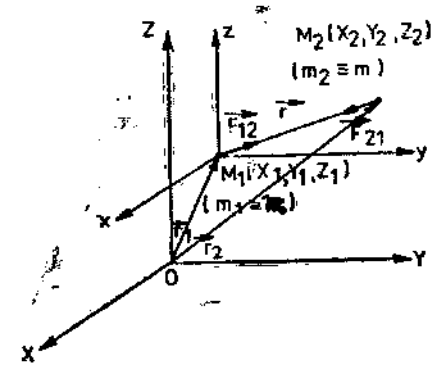


Fig. 7.2. Mișcarea absolută și mișcarea relativă a două corpuri.

Fie OXYZ un sistem de referință absolut oarecare, triedrul OXYZ fiind rectangular direct (fig. 7. 2). Fie $\vec{r}_1$ (X_1, Y_1, Z_1), $\vec{r}_2(X_2,Y_2,Z_2)$ — vectorii de poziție ai celor două puncte și

$$\overrightarrow{M_1M_2} \equiv \vec{r} = \vec{r}_2 - \vec{r}_1 \tag{7.6}$$

Distanța r dintre puncte este dată de relația

$$r^2 = (X_2 - X_1)^2 + (Y_2 - Y_1)^2 + (Z_2 - Z_1)^2 \tag{7.7}$$

Fie $\vec{F}_{12}$ forța cu care punctul M_1 este atras de punctul M_2 și $\vec{F}_{21}$ forța cu care M_2 este atras de M_1. Conform principiului acțiunii și reacțiunii: $\vec{F}_{12} + \vec{F}_{21} = 0$, mărimile forțelor fiind, din (7.2)

$$F_{12} = F_{21} \equiv F = G\frac{m_1m_2}{r^2} \tag{7.8}$$

Expresiile vectoriale ale forțelor vor fi

$$\vec{F}_{12} = G\frac{m_1m_2}{r^2}\frac{\vec{r}}{r}, \quad \vec{F}_{21} = -G\frac{m_1m_2}{r^2}\frac{\vec{r}}{r} \tag{7.9}$$

Aplicînd legea a II-a a lui Newton, $\vec{F} = m\vec{a}$, unde $\vec{a}$ este accelerația ce o imprimă forța $\vec{F}$ punctului de masă m, obținem ecuațiile diferențiale vectoriale ale mișcării punctelor M_1, M_2:

$$m_1\frac{d^2\vec{r}_1}{dt^2} = G\frac{m_1m_2}{r^3}\vec{r}, \quad m_2\frac{d^2\vec{r}_2}{dt^2} = -G\frac{m_1m_2}{r^3}\vec{r}, \tag{7.10}$$

deoarece $\vec{a}_i = \mathrm{d}^2\vec{r}_i/\mathrm{d}t^2$; $i = 1,2$; variabila independentă t fiind timpul.

Ţinînd seama de (7.6) şi proiectînd ecuaţiile diferenţiale vectoriale pe axele de coordonate, obţinem:

$$\frac{\mathrm{d}^2X_1}{\mathrm{d}t^2} = Gm_2\frac{X_2 - X_1}{r^3}, \frac{\mathrm{d}^2Y_1}{\mathrm{d}t^2} = Gm_2\frac{Y_2 - Y_1}{r^3},$$

$$\frac{\mathrm{d}^2Z_1}{\mathrm{d}t^2} = Gm_2\frac{Z_2 - Z_1}{r^3} \tag{7.11}$$

— ecuaţiile diferenţiale ale mişcării absolute a punctului M_1 şi

$$\frac{\mathrm{d}^2X_2}{\mathrm{d}t^2} = -Gm_1\frac{X_2 - X_1}{r^3}, \frac{\mathrm{d}^2Y_2}{\mathrm{d}t^2} = -Gm_1\frac{Y_2 - Y_1}{r^3},$$

$$\frac{\mathrm{d}^2Z_2}{\mathrm{d}t^2} = -Gm_1\frac{Z_2 - Z_1}{r^3} \tag{7.12}$$

— ecuaţiile diferenţiale ale mişcării absolute a punctului M_2.

Deci problema studiului mişcării absolute a celor două puncte materiale, revine la integrarea sistemului de ecuaţii diferenţiale (7.11) — (7.12). Avem în total şase ecuaţii diferenţiale de ordinul doi. Deci soluţia (care, în general, există şi este unică) se va obţine, în principiu, prin 12 integrări, adică va depinde de 12 constante arbitrare de integrare, determinabile prin condiţiile iniţiale.

Pentru a simplifica problema, vom trece la studiul mişcării relative a unui punct faţă de celălalt.

2°. **Ecuaţiile diferenţiale ale mişcării relative.** Fie un sistem de referinţă M_1xyz, cu originea în M_1, avînd axele respectiv paralele cu axele sistemului OXYZ (fig. 7.2). Mai departe vom nota $m_1 \equiv \mathfrak{M}$ (masa mai mare — masa centrală — de exemplu masa Soarelui) şi $m_2 \equiv m$ (masa mai mică — de exemplu masa unei planete) şi $G(\mathfrak{M} + m) = \mu$. Simplificînd ecuaţiile (7.10) cu m_1, respectiv cu m_2 şi scăzîndu-le avem

$$\frac{\mathrm{d}^2(\vec{r}_2 - \vec{r}_1)}{\mathrm{d}t^2} = -\frac{G(m_1 + m_2)}{r^3}\vec{r} \tag{7.13}$$

Observînd că $\vec{r}_2 - \vec{r}_1 = \vec{r}$ şi utilizînd notaţiile introduse înainte, avem

$$\frac{\mathrm{d}^2\vec{r}}{\mathrm{d}t^2} = -\mu\frac{\vec{r}}{r^3} \tag{7.14}$$

Am obţinut astfel ecuaţia diferenţială vectorială a mişcării relative.

Trecerea de la un sistem de axe la celălalt, se realizează printr-o translaţie, de ecuaţie vectorială $\vec{r}_2 - \vec{r}_1 = \vec{r}$, deci de ecuaţii scalare

$$X_2 - X_1 = x,\ Y_2 - Y_1 = y,\ Z_2 - Z_1 = z \tag{7.15}$$

Din (7. 14) rezultă că ecuaţiile diferenţiale (scalare) ale mişcării relative sînt

$$\frac{\mathrm{d}^2x}{\mathrm{d}t^2} = -\mu\frac{x}{r^3}, \quad \frac{\mathrm{d}^2y}{\mathrm{d}t^2} = -\mu\frac{y}{r^3}, \quad \frac{\mathrm{d}^2z}{\mathrm{d}t^2} = -\mu\frac{z}{r^3}, \tag{7.16}$$

distanţa r fiind dată, acum, de: $r^2 = x^2 + y^2 + z^2$

3°. Integrale prime.

(1) *Integrala energiei.* Să înmulţim ecuaţia diferenţială vectorială a mişcării relative (7.14), scalar cu $2\,\mathrm{d}\vec{r}/\mathrm{d}t$, unde $\mathrm{d}\vec{r}/\mathrm{d}t = \vec{v}$ — viteza masei m în mişcarea relativă. Obţinem

$$2\frac{\mathrm{d}\vec{r}}{\mathrm{d}t}\cdot\frac{\mathrm{d}^2\vec{r}}{\mathrm{d}t^2} = -\frac{2\mu\vec{r}}{r^3}\cdot\frac{\mathrm{d}\vec{r}}{\mathrm{d}t} \tag{7.17}$$

Dar din $\vec{r}^2 = r^2 \Rightarrow \vec{r}\cdot\frac{\mathrm{d}\vec{r}}{\mathrm{d}t} = r\frac{\mathrm{d}r}{\mathrm{d}t}$, prin urmare ecuaţia (7.17) se mai scrie

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\left[\left(\frac{\mathrm{d}\vec{r}}{\mathrm{d}t}\right)^2\right] = 2\mu\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\left(\frac{1}{r}\right)$$

de unde, prin integrare obținem

$$v^2 = \frac{2\mu}{r} + h \tag{7.18}$$

Deoarece $v^2 = (dx/dt)^2 + (dy/dt)^2 + (dz/dt)^2$, ecuația (7.18) reprezintă o integrală primă a sistemului (7.16), adică a mișcării relative, numită *integrala energiei*. Constanta de integrare h se numește *constanta energiei*.

Interpretarea mecanică a integralei energiei este următoarea: Să înmulțim ecuația (7.18) cu $m/2$ și să notăm: $T = mv^2/2$ — energia cinetică, $V = -m\mu/r$ — energia potențială, $mh/2 = h' = \text{const.}$

Obținem

$$T + V = h' = \text{const.} \tag{7.19}$$

Suma $T + V$ este energia mecanică totală a masei m în mișcarea relativă. Ecuația (7.19) arată că: *în mișcarea relativă a masei m față de masa* $\mathfrak{M}$, *energia mecanică totală se conservă.*

Observație. Ecuația (7.19) se poate scrie direct, observînd că în mișcarea relativă masa m este acționată de forța $\vec{F} = -m\mu\vec{r}/r^3$, care este o *forță conservativă*, corespunzîndu-i funcția de forță $U = m\mu/r$, respectiv potențialul $V = -m\mu/r$.

(2) *Integralele ariilor.* Să înmulțim ecuația diferențială vectorială a mișcării relative (7.14), vectorial la stînga cu $\vec{r}$.

Obținem

$$\vec{r} \times \frac{d^2\vec{r}}{dt} = -\mu\frac{\vec{r}\times\vec{r}}{r^3} = 0 \Rightarrow \frac{d}{dt}\left[\vec{r}\times\frac{d\vec{r}}{dt}\right] = 0$$

Dar $d\vec{r}/dt = \vec{v}$, deci prin integrare rezultă

$$\vec{r}\times\vec{v} = \vec{C}; \quad (\vec{C} = \overrightarrow{\text{const.}}) \tag{7.20}$$

Am obținut o integrală primă, numită *integrala ariilor*.

Observație. Mărimea $\vec{H} = m\vec{v}$ este cantitatea de mișcare (impulsul) masei m, iar $\vec{K} = \vec{r}\times m\vec{v}$ este momentul cinetic. Deci integrala primă (7.20) este echivalentă cu integrala momentului cinetic.

Să notăm cu $\vec{i}, \vec{j}, \vec{k}$ versorii axelor de coordonate și să explicităm produsul vectorial din ecuația (7.20). Avem

$$\vec{r}\times\vec{v} = \begin{vmatrix} \vec{i} & \vec{j} & \vec{k} \\ x & y & z \\ \frac{dx}{dt} & \frac{dy}{dt} & \frac{dz}{dt} \end{vmatrix} = \left(y\frac{dz}{dt} - z\frac{dy}{dt}\right)\vec{i} + \left(z\frac{dx}{dt} - x\frac{dz}{dt}\right)\vec{j} + \left(x\frac{dy}{dt} - y\frac{dx}{dt}\right)\vec{k}$$

Dacă $\vec{C} = \vec{C}(C_x, C_y, C_z)$, atunci din integrala primă vectorială (7.20) rezultă trei integrale prime scalare și anume:

$$\left.\begin{aligned} y\frac{dz}{dt} - z\frac{dy}{dt} &= C_x \\ z\frac{dx}{dt} - x\frac{dz}{dt} &= C_y \\ x\frac{dy}{dt} - y\frac{dx}{dt} &= C_z \end{aligned}\right\}, \tag{7.21}$$

numite *integralele prime ale ariilor.*

Înmulțind ecuațiile (7.21), respectiv cu x, y, z și adunînd, obținem

$$C_x x + C_y y + C_z z = 0 \tag{7.22}$$

Ecuația (7.22) este ecuația unui plan care trece prin origine. Deci mișcarea relativă a masei m are loc într-un plan care trece prin masa centrală $\mathfrak{M}$ (mișcarea este plană).

4°. **Mișcarea plană. Interpretarea constantei C.** În continuare vom studia mișcarea relativă în planul ei. Fie $\mathfrak{M}\xi\eta$ un sistem de axe rectangulare în acest plan, (fig. 7.3) cu originea în masa centrală $\mathfrak{M}$. Ecuația diferențială vectorială a mișcării relative este:

$$\frac{d^2\vec{r}}{dt^2} = -\mu\frac{\vec{r}}{r^3} \tag{7.14}$$

unde, acum $r^2 = \xi^2 + \eta^2$.

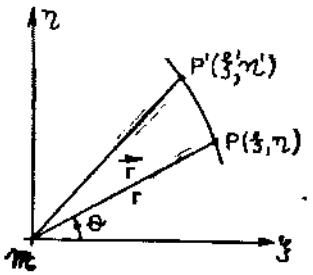


Fig. 7.3. Mișcarea plană.

Ecuațiile diferențiale (scalare) ale mișcării vor fi :

$$\frac{d^2\xi}{dt^2} = -\mu\frac{\xi}{r^3}\,;\quad \frac{d^2\eta}{dt^2} = -\mu\frac{\eta}{r^3} \tag{7.23}$$

Acest sistem (a cărui soluție generală depinde de patru constante arbitrare), admite integralele prime

$$\left.\begin{aligned} v^2 \equiv \left(\frac{d\xi}{dt}\right)^2 + \left(\frac{d\eta}{dt}\right)^2 &= \frac{2\mu}{r} + h \quad \text{— integrala energiei} \\ \xi\frac{d\eta}{dt} - \eta\frac{d\xi}{dt} &= C \qquad\quad \text{— integrala ariilor} \end{aligned}\right\} \tag{7.24}$$

unde h este constanta energiei, iar C — constanta ariilor (integrala (7.20) se reduce la a doua ecuație (7.24)).

Să precizăm semnificația constantei C. Fie P și P' pozițiile corpului de masă m la momentele vecine t și $t' = t + \Delta t$, (Δt — mic). Aria mică, ΔS, a sectorului curbiliniu $\mathfrak{M}PP'\mathfrak{M}$, descrisă de raza vectoare în intervalul de timp Δt va fi dată de

$$\Delta S = \frac{1}{2}\oint_{\mathfrak{M}PP'\mathfrak{M}} (\xi d\eta - \eta d\xi) = \int_{\overset{\frown}{\mathfrak{M}P}} + \int_{\overset{\frown}{PP'}} + \int_{\overset{\frown}{P'\mathfrak{M}}} \tag{7.25}$$

Integralele pe segmentele rectilinii MP și P'M sînt nule, astfel că

$$\Delta S = \frac{1}{2}\int_{\overset{\frown}{PP'}} (\xi d\eta - \eta d\xi) = \frac{1}{2}\int_t^{t+\Delta t}\left(\xi\frac{d\eta}{dt} - \eta\frac{d\xi}{dt}\right)dt \tag{7.26}$$

Aplicînd în (7.26) formula mediei, rezultă

$$\Delta S = \frac{1}{2}\left[\xi\frac{d\eta}{dt} - \eta\frac{d\xi}{dt}\right]_{t=t^*}\cdot\Delta t,\ t < t^* < t + \Delta t \tag{7.27}$$

Împărțind această relație cu Δt și trecînd la limită (pentru $\Delta t \to 0$), obținem

$$\lim_{\Delta t\to 0}\frac{\Delta S}{\Delta t} = \frac{dS}{dt} = \frac{1}{2}\left(\xi\frac{d\eta}{dt} - \eta\frac{d\xi}{dt}\right) \tag{7.28}$$

unde paranteza se ia la momentul t.

Expresia dS/dt se numește *viteză areolară*. Din ecuația a doua a sistemului (7.24) rezultă

$$\frac{dS}{dt} = \frac{C}{2} \tag{7.29}$$

adică C reprezintă *dublul vitezei areolare* (constante). Integrînd ecuația (7.29) (de la un moment t_0 — arbitrar), obținem legea ariilor, sau legea a II-a a lui Kepler

$$S - S_0 = \frac{C}{2}(t - t_0),\quad (S_0 = S(t_0)) \tag{7.30}$$

adică : *aria descrisă de raza vectoare, în mișcarea relativă a masei m față de masa $\mathfrak{M}$, variază proporțional cu timpul.*

5°. **Ecuația orbitei. Legea I a lui Kepler generalizată.** Pentru a obține ecuația orbitei în mișcarea relativă, vom trece de la coordonatele carteziene (ξ, η), la coordonatele polare (r, θ) (fig. 7.3) cu ecuațiile

$$\xi = r\cos\theta,\ \eta = r\sin\theta \tag{7.31}$$

Integralele prime (7.24) se scriu astfel

$$\left.\begin{aligned} \left(\frac{dr}{dt}\right)^2 + r^2\left(\frac{d\theta}{dt}\right)^2 &= \frac{2\mu}{r} + h \\ r^2\frac{d\theta}{dt} &= C \end{aligned}\right\} \tag{7.32}$$

Din a doua ecuație a sistemului (7.32) avem $dt = r^2 d\theta / C$, și introducînd în prima ecuație rezultă

$$\frac{C^2}{r^4}\left(\frac{dr}{d\theta}\right)^2 + \frac{C^2}{r^2} = \frac{2\mu}{r} + h \Rightarrow \frac{d}{d\theta}\left(\frac{C}{r}\right) = \pm\sqrt{h + \frac{2\mu}{r} - \frac{C^2}{r^2}}$$

Formînd un patrat perfect sub radical și separînd variabilele, ecuația diferențială a traiectoriei poate fi pusă sub forma

$$\frac{d\,\dfrac{\dfrac{C}{r} - \dfrac{\mu}{C}}{\sqrt{h + \dfrac{\mu^2}{C^2}}}}{\pm\sqrt{1 - \left(\dfrac{\dfrac{C}{r} - \dfrac{\mu}{C}}{\sqrt{h + \dfrac{\mu^2}{C^2}}}\right)^2}} = d\theta \qquad (7.33)$$

Integrînd ecuația diferențială (7.33), obținem

$$\arccos \frac{\dfrac{C}{r} - \dfrac{\mu}{C}}{\sqrt{h + \dfrac{\mu^2}{C^2}}} = \theta - \theta_0$$

unde — θ_0 este constanta de integrare. Rezolvînd ultima ecuație în raport cu r, obținem

$$r = \frac{\dfrac{C^2}{\mu}}{1 + \sqrt{1 + h\dfrac{C^2}{\mu^2}}\cos(\theta - \theta_0)} \qquad (7.34)$$

Punînd

$$\frac{C^2}{\mu} = p, \sqrt{1 + h\frac{C^2}{\mu^2}} = e \text{ și } \theta - \theta_0 = \varphi \qquad (7.35)$$

ecuația orbitei se scrie

$$r = \frac{p}{1 + e\cos\varphi} \qquad (7.36)$$

Am obținut, astfel, ecuația unei conice în coordonate polare, masa centrală $\mathfrak{M}$ fiind în focarul conicei, p fiind parametrul conicei, e — excentricitatea ei, iar φ — ***anomalia adevărată*** (unghiul polar măsurat de la „periheliul" orbitei : punctul de pe orbită cel mai apropiat de masa centrală).

Ecuația (7.36) arată că în *mișcarea relativă, masa m descrie față de masa $\mathfrak{M}$ o conică* (legea I a lui Kepler generalizată). Natura conicei depinde de constanta energiei h. Astfel avem următoarea clasificare a orbitelor (vezi ecuațiile (7.35)).

Dacă
$h < 0 \Rightarrow e < 1$ — elipsă,
$h = 0 \Rightarrow e = 1$ — parabolă,
$h > 0 \Rightarrow e > 1$ — hiperbolă.

6°. **Legea a III-a a lui Kepler (exactă).** Să considerăm cazul mișcării eliptice. Atunci $p = a(1 - e^2)$, iar constanta ariilor — fiind dublul vitezei areolare — are expresia $C = 2\pi ab/P$, unde a, b sînt semiaxele elipsei, în timp ce P este perioada de revoluție siderală. De aici și din prima relație (7.35) (punînd $b^2 = a^2(1 - e^2)$) rezultă

$$C^2 = p\mu = a(1 - e^2)\mu = \frac{4\pi^2 a^4(1 - e^2)}{P^2}$$

Ținînd seamă de faptul că $\mu = G(\mathfrak{M} + m)$, obținem

$$\frac{P^2(\mathfrak{M} + m)}{a^3} = \frac{4\pi^2}{G} = \text{const.} \qquad (7.37)$$

Ecuația (7.37) reprezintă legea a treia a lui Kepler (exactă).

Scriind ecuația (7.37) pentru două sisteme de cîte două corpuri, de mase $(\mathfrak{M}, m)$ respectiv $(\mathfrak{M}', m')$ (notînd cu a'—semiaxa mare și cu P' — perioada de revoluție siderală, corespunzătoare celui de al doilea sistem), obținem

$$\frac{P^2(\mathfrak{M} + m)}{a^3} = \frac{P'^2(\mathfrak{M}' + m')}{a'^3} \qquad (7.38)$$

Relația (7.38) este foarte importantă pentru determinarea maselor corpurilor cerești.

Să considerăm, în particular, mișcările a două planete față de Soare. Punînd $\mathfrak{m} = \mathfrak{m}' = \mathfrak{m}_\odot$, obținem din (7.38)

$$\frac{P^2(\mathfrak{m}_\odot + m)}{a^3} = \frac{P'^2(\mathfrak{m}_\odot + m')}{a'^3},$$

și deoarece masele planetelor sînt mult mai mici (în prima aproximație neglijabile) față de masa Soarelui, relația precedentă (după simplificarea cu masa Soarelui) se reduce la

$$\frac{P^2}{a^3} = \frac{P'^2}{a'^3},$$

adică la forma sub care a obținut-o Kepler din observațiile lui Tycho Brahe (a se vedea ecuația (7.1)).

7°. **Ecuațiile mișcării eliptice.** Am dedus ecuația traiectoriei mișcării relative (7.36), în coordonate polare, sub forma $r = r(\varphi)$. Pentru a vedea cum se mișcă masa m pe această traiectorie, trebuie să deducem ecuațiile mișcării: $r = r(t)$, $\varphi = \varphi(t)$ — ecuațiile polare, sau $\xi = \xi(t)$, $\eta = \eta(t)$ — ecuațiile carteziene. Vom considera cazul mișcării eliptice. Fie axa $\mathfrak{m}\xi$ — orientată spre periheliul orbitei ($\theta_0 = 0$, $\theta \equiv \varphi$) (fig. 7.4). Să eliminăm unghiul θ între ecuațiile (7.32). Obținem

$$\left(\frac{dr}{dt}\right)^2 + \frac{C^2}{r^2} = \frac{2\mu}{r} + h$$

de unde

$$\frac{dr}{dt} = \sqrt{h + \frac{2\mu}{r} - \frac{C^2}{r^2}}, \tag{7.39}$$

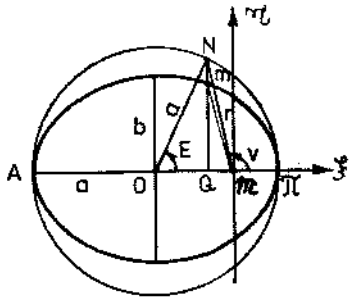


Fig. 7.4. Mișcarea eliptică.

luînd semnul (+) în fața radicalului (după trecerea prin periheliu, $r(t)$ crește cu timpul t).

Am văzut că

$$C^2 = p\mu = a(1 - e^2)\mu, \tag{7.40}$$

iar din a doua ecuație (7.35) putem scrie

$$1 + h\frac{C^2}{\mu^2} = e^2$$

Din aceste relații rezultă

$$h = -\frac{\mu}{a} \tag{7.41}$$

Introducînd în ecuația (7.39), expresia (7.40) a lui C^2 și expresia (7.41) a lui h, și separînd variabilele, obținem următoarea ecuație diferențială a mișcării în raport cu r

$$\frac{r\,dr}{\sqrt{a^2e^2 - (a - r)^2}} = \sqrt{\frac{\mu}{a}}\,dt \tag{7.42}$$

În cazul mișcării eliptice $|a - r| \leqslant ae$, deci putem face schimbarea de funcție $(a - r)/ae = \cos E$, sau

$$r = a(1 - e\cos E) \tag{7.43}$$

Ecuația (7.42) devine

$$a(1 - e\cos E)\,dE = \sqrt{\frac{\mu}{a}}\,dt,$$

iar prin integrare obținem

$$E - e\sin E = \mu^{\frac{1}{2}} a^{-\frac{3}{2}}(t - t_0) \tag{7.44}$$

Această ecuație este *ecuația lui Kepler*. Din ecuațiile (7.43) și (7.44), pentru $t = t_0$, rezultă $E = 0$ și $r = a(1 - e) = r_\pi$ (fig. 7.4), adică t_0 reprezintă momentul trecerii masei m la „periheliu". Din ecuația (7.37) rezultă

$$\mu^{\frac{1}{2}} a^{-\frac{3}{2}} = [G(\mathfrak{M} + m)]^{\frac{1}{2}} a^{-\frac{3}{2}} = \frac{2\pi}{P} = n \tag{7.45}$$

unde n este viteza unghiulară medie, numită *mișcarea medie zilnică* (diurnă), a masei m în mișcarea relativă față de masa $\mathfrak{m}$. Deci ecuația (7.44) se mai scrie

$$E - e\sin E = M(t),\ M(t) = n(t - t_0) \tag{7.46}$$

Aici $M(t)$ se numește ***anomalie medie***, iar E — ***anomalie excentrică***.

Unghiul E are o interpretare geometrică simplă. Fie cercul director al elipsei, de centru O (centrul elipsei) și rază a (semiaxa mare a elipsei), situat în același plan cu ea (fig. 7.4). Elipsa dată se poate considera ca rezultînd prin contracția uniformă a cercului director în raport cu *linia apsidală* AΠ (A — „afeliul" orbitei, Π — „periheliul" orbitei, se mai numesc și apside). Coeficientul de contracție este $k = b/a$.

Fie N punctul de pe cercul director corespunzător punctului m de pe elipsă și Q proiecția lor comună pe linia apsidală. Unghiul E este unghiul format de raza ON cu direcția OΠ (linia apsidală). În adevăr, ordonatele Qm se obțin din ordonatele QN, prin înmulțirea cu factorul de contracție $k = b/a$. Aria sectorului curbiliniu $\mathfrak{m}\Pi\mathrm{m}\mathfrak{m}$ se va obține din aria sectorului $\mathfrak{m}\Pi\mathrm{N}\mathfrak{m}$ de asemenea prin înmulțirea cu factorul de contracție $k = b/a$. Deci

$$\text{aria } \mathfrak{M}\Pi\mathrm{m}\mathfrak{M} = \frac{b}{a}\,\text{aria } \mathfrak{m}\Pi\mathrm{N}\mathfrak{m} = \frac{b}{a}\,(\text{aria OΠNO} -$$

$$- \text{aria O}\mathfrak{m}\mathrm{NO}) = \frac{b}{a}\left(\frac{a^2E}{2} - \frac{a^2e\,\sin E}{2}\right) = \frac{ab}{2}\,(E - e\,\sin E) \tag{7.47}$$

Pe de altă parte, după legea a doua a lui Kepler (ecuația (7.30)) avem

$$\text{aria } \mathfrak{m}\Pi\mathrm{m}\mathfrak{m} = S - S_0 = \frac{C}{2}\,(t - t_0) = \frac{\pi ab}{P}\,(t - t_0) \tag{7.48}$$

Comparînd ecuațiile (7.47) și (7.48) se regăsește ecuația lui Kepler (7.46).

Se observă că legătura lui r cu timpul se realizează indirect, prin intermediul anomaliei excentrice E, conform ecuațiilor (7.43), (7.46). O ecuație analoagă cu (7.43) vom obține și pentru anomalia adevărată ϑ. Din fig. 7.4 se observă că (întrucît $b = a\sqrt{1 - e^2}$) avem

$$\left.\begin{aligned} \xi &= r\,\cos\vartheta = a\,(\cos E - e) \\ \eta &= r\,\sin\vartheta = a\sqrt{1 - e^2}\,\sin E \end{aligned}\right\} \tag{7.49}$$

Ecuațiile (7.49) sînt ecuațiile parametrice (carteziene) ale mișcării eliptice, în raport cu parametrul E. Pentru a obține ecuația $\vartheta = \vartheta(E)$, considerăm ecuația (7.43) și prima ecuație (7.49), adică

$$\left.\begin{aligned} r &= a\,(1 - e\,\cos E) \\ r\,\cos\vartheta &= a\,(\cos E - e) \end{aligned}\right\}$$

Prin adunarea și scăderea relațiilor avem

$$\left.\begin{aligned} r\,(1 + \cos\vartheta) = 2\,r\,\cos^2\frac{\vartheta}{2} &= a\,(1 - e)\,(1 + \cos E) = \\ &= 2a\,(1 - e)\,\cos^2\frac{E}{2} \\ r\,(1 - \cos\vartheta) = 2\,r\,\sin^2\frac{\vartheta}{2} &= a\,(1 + e)\,(1 - \cos E) = \\ &= 2a\,(1 + e)\,\sin^2\frac{E}{2} \end{aligned}\right\}$$

de unde prin împărțirea și extragerea rădăcinii patrate, obținem

$$\operatorname{tg}\frac{\vartheta}{2} = \sqrt{\frac{1 + e}{1 - e}}\operatorname{tg}\frac{E}{2} \tag{7.50}$$

În concluzie, ecuațiile mișcării eliptice sînt următoarele

$$\left.\begin{aligned} \xi &= a\,(\cos E - e) \\ \eta &= a\sqrt{1 - e^2}\,\sin E \\ r &= a\,(1 - e\,\cos E) \\ \operatorname{tg}\frac{\vartheta}{2} &= \sqrt{\frac{1 + e}{1 - e}}\operatorname{tg}\frac{E}{2} \\ E - e\,\sin E &= M \\ M &= n\,(t - t_0),\ n = \frac{2\pi}{P} \end{aligned}\right\} \tag{7.51}$$

Formulele (7.51) se aplică la studiul mișcării planetelor în jurul Soarelui, a sateliților artificiali în jurul Pământului, la studiul mișcării relative în sistemele stelare binare (stele duble) etc.

Pentru mișcarea parabolică și pentru mișcarea hiperbolică se pot obține ecuații analoage cu ecuațiile (7.51).

§ 7.4. Aplicații ale problemei celor două corpuri

1°. **Noțiuni de calculul orbitelor și al efemeridelor.** Mișcarea relativă a unei planete, în spațiu, este complet determinată prin șase constante care definesc orbita ei, numite *elementele orbitei planetei*.

Să considerăm sfera cerească heliocentrică. Planul fundamental față de care se definește poziția orbitei este planul eclipticii. Planul orbitei intersectează planul eclipticii după o dreaptă, numită *linia nodurilor* $\Omega\mathfrak{V}$, iar sfera cerească — după un cerc mare, numit orbită aparentă (fig. 7.5). Punctele de intersecție ale orbitei aparente cu ecliptica se numesc noduri. Nodul prin care planeta trece din emisfera sudică în emisfera nordică (ecliptică) se numește *nod ascendent*; al doilea nod (diametral opus primului) se numește *nod descendent*. Cele șase elemente orbitale sînt următoarele:

(1) *Longitudinea (heliocentrică) a nodului ascendent*, Ω*),

$$\Omega = \measuredangle\gamma S\Omega = \widehat{\gamma\Omega}; \qquad 0^0 \leqslant \Omega \leqslant 360^\circ.$$

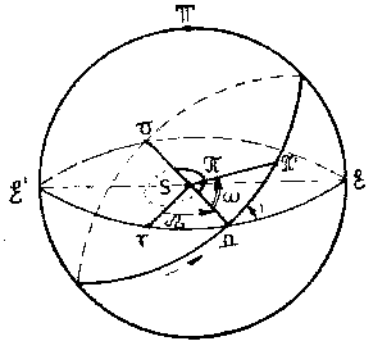


Fig. 7.5. Elementele orbitei.

*) Nu se va confunda nodul Ω cu unghiul Ω.

(2) *Înclinarea planului orbitei pe planul eclipticii*, i, $0^\circ \leqslant i \leqslant 180^\circ$. Dacă $0^\circ \leqslant i \leqslant 90^\circ$ — mișcarea planetei este directă; dacă $90^\circ < i \leqslant 180^\circ$ — mișcarea planetei este retrogradă.

Elementele Ω și i determină poziția planului orbitei în spațiu.

(3) *Argumentul periheliului orbitei*, ω,

$$\omega = \measuredangle\Omega S\Pi' = \widehat{\Omega\Pi'}; \; 0^\circ \leqslant \omega \leqslant 360^\circ.$$

Acest element determină poziția orbitei în planul său. Uneori în locul lui ω se utilizează *longitudinea periheliului*, $\pi = \Omega + \omega$.

(4) *Semiaxa mare a orbitei eliptice*, a, determină mărimea (dimensiunile) orbitei. Din semiaxa mare, a, se poate determina perioada de revoluție siderală a planetei, P, cu ajutorul legii a treia a lui Kepler, precum și mișcarea medie zilnică a planetei, $n = 2\pi/P$. Adică perioada P nu este un element orbital independent.

(5) *Excentricitatea orbitei*, e; $e = c/a = \sqrt{a^2 - b^2}/a$. Excentricitatea determină forma orbitei.

(6) *Momentul trecerii planetei prin periheliu*, t_0. Este un element de natură cinematică, ce fixează poziția planetei la un moment dat (permițînd determinarea pozițiilor ei ulterioare).

Cunoscînd cele șase elemente orbitale, se poate determina poziția aparentă a planetei la orice moment. Determinarea pozițiilor aparente (coordonatelor ecuatoriale (α, δ)) ale planetei pe sfera cerească se numește *calcul de efemeridă*. Acest calcul începe cu determinarea poziției planetei în planul orbitei sale, pe baza formulelor (7.51). Apoi, cu ajutorul unor transformări de coordonate, se determină poziția planetei pe sfera cerească. Problema inversă; determinarea elementelor orbitei din pozițiile aparente (coordonatele ecuatoriale (α, δ)) observate ale planetei se numește *calcul de orbită*. Matematicieni celebri ca Gauss, Laplace ș.a. au dat metode matematice pentru calculul orbitelor planetare, cometare etc.

Elementele orbitei satelitului artificial al Pămîntului, se definesc în mod analog, cu deosebirea că în acest caz se consideră, în locul fig. 7.5, sfera cerească geocentrică, luîndu-se ca plan fundamental, planul ecuatorului terestru.

Calculul orbitelor și calculul efemeridelor sînt problemele fundamentale ale Astronomiei teoretice.

2°. **Determinarea maselor corpurilor din sistemul solar.** Am văzut cum se determină masa Pămîntului. Masele celorlalte corpuri din sistemul solar se determină cu ajutorul legii a III-a

a lui Kepler (exactă). Să determinăm masa Soarelui. Fie sistemul Soare—Pământ și să notăm: $\mathfrak{M}_\odot$ — masa Soarelui., $m_\oplus$ — masa Pământului, a — semiaxa mare a orbitei terestre și P — perioada de revoluție siderală a Pământului. Fie apoi sistemul Pământ—Lună, notînd: m_ℓ — masa Lunii, a_1 — semiaxa orbitei lunare și P_1 — perioada de revoluție siderală a Lunii (luna siderală). Aplicînd ecuația (7.38) obținem

$$\frac{P^2(\mathfrak{M}_\odot + m_\oplus)}{a^3} = \frac{P_1^2(m_\oplus + m_\ell)}{a_1^3} \tag{7.52}$$

de unde rezultă

$$\frac{\mathfrak{M}_\odot}{m_\oplus} = \frac{a^3}{a_1^3} \cdot \frac{P_1^2}{P^2}\left(1 + \frac{m_\ell}{m_\oplus}\right) - 1 \tag{7.53}$$

Raportul $m_\ell/m_\oplus$ s-a determinat prin mai multe metode: din poziția centrului de masă a sistemului Pământ—Lună, din perturbațiile provocate de Lună în mișcarea sateliților artificiali ai Pământului, din studiul mișcării sateliților artificiali lunari ș.a., obținîndu-se valoarea 1/81,30. Pentru celelalte mărimi din formula (7.53) observațiile dau: $a = 149{,}6 \cdot 10^6$ km; $a_1 = 384\,400$ km; $P = 365{,}256$ z.m.; $P_1 = 27{,}3$ z.m. Introducînd aceste valori numerice în formula (7.53) rezultă $\mathfrak{M}_\odot/m_\oplus = 333\,000$. Considerînd $m_\oplus = 6 \cdot 10^{27}$ g (cf. cap. 5), obținem

$$\mathfrak{M}_\odot \simeq 2 \cdot 10^{33} \text{ g} = 2 \cdot 10^{30} \text{ kg} \tag{7.54}$$

În mod analog se determină masele planetelor care au sateliți, considerînd pe de o parte sistemul planetă — satelit, pe de altă parte sistemul Soare — planetă sau sistemul Pământ—Lună. Dacă se aplică prima variantă, raportul $m_{satelit}/m_{planetă}$ se neglijează (numai pentru sistemul Pământ—Lună acest raport are o valoare sensibilă).

Pentru planetele fără sateliți, masele se determină pe baza perturbațiilor provocate de acestea în mișcarea altor corpuri din sistemul solar (comete, asteroizi).

§ 7.5. Calcul de efemeridă

În paragraful precedent am definit problema calculului de efemeridă. Acest calcul este necesar pentru urmărirea corpului ceresc respectiv (planetă, satelit etc.), pentru compararea pozițiilor observate cu cele calculate și pentru ameliorarea (corectarea) orbitei corespunzătoare. Aici vom schița principalele etape ale calculului de efemeridă, în cazul unei planete, problemă care se poate enunța astfel: cunoscînd cele șase elemente ale orbitei planetei: Ω, i, ω, a, e, t_0 (valabile începînd de la o anumită epocă τ), să se determine poziția aparentă a planetei pe sfera cerească (coordonatele ecuatoriale α, δ) la un moment dat t.

1°. **Determinarea poziției planetei în planul orbitei (problema lui Kepler).** Formulele (7.51) determină poziția ocupată de planetă în planul orbitei. Aici vom transcrie formulele necesare, în ordinea în care se utilizează în calcule. Vom numerota numai acele formule care se aplică efectiv la calculul de efemeridă.

Din ecuația a III-a a lui Kepler (exactă) (7.37), cunoscînd masa Soarelui $\mathfrak{M}_\odot$, masa planetei m (adeseori neglijabilă față de $\mathfrak{M}_\odot$) și semiaxa mare a orbitei planetei a, se poate calcula perioada de revoluție siderală a planetei P, care nu este un element orbital independent de cele șase date mai sus. Dealtfel perioada P se poate deduce direct din observații, utilizînd ecuațiile mișcării sinodice (6.1), (6.2). Din P rezultă mișcarea medie diurnă

$$n = 2\pi/P \tag{7.55}$$

care permite calculul anomaliei medii

$$M = n(t - t_0)$$

Uneori în locul momentului t_0 se dă valoarea anomaliei medii M_τ, la epoca τ, de regulă, epocă la care s-au determinat elementele orbitale. Atunci formula precedentă devine

$$M = M_\tau + n(t - \tau) \tag{7.56}$$

Cu ajutorul lui M, ecuația lui Kepler

$$E - e \sin E = M \tag{7.57}$$

determină anomalia excentrică E. Rezolvarea ecuației lui Kepler se poate realiza prin diferite metode: dezvoltarea în serie a lui E după puterile lui e, metoda aproximațiilor succesive, metode grafice etc. În cazul orbitelor planetare (eliptice) se aplică, în mod frecvent, metoda aproximațiilor succesive, pe care o schițăm în continuare.

Se observă că putem lua ca aproximație inițială (cu atît mai bună cu cît e este mai mic) pe $E_0 = M$. Aproximațiile succesive se vor calcula cu următorul algoritm:

$$\left.\begin{aligned} E_0 &= M \\ E_1 &= M + e \sin E_0 \\ E_2 &= M + e \sin E_1 \\ &\cdots\cdots\cdots \\ E_n &= M + e \sin E_{n-1} \\ &\cdots\cdots\cdots \end{aligned}\right\} \qquad (7.58)$$

Se poate demonstra că șirul (E_n) construit prin algoritmul (7.58) este *convergent*, pentru orice $M \in \mathbf{R}$ și $e < 1$. Convergența este cu atît mai rapidă cu cît e este mai mic. Teoretic $E = \lim_{n\to\infty} E_n$. Practic, procesul de iterație se oprește atunci cînd diferența a două aproximații succesive E_{n-1}, E_n este sub eroarea de calcul admisă, luîndu-se drept valoare a lui E, ultima aproximație calculată.

Determinînd poziția planetei în planul orbitei prin coordonatele polare r, ϑ, acestea vor fi date de expresiile

$$\left.\begin{aligned} r &= a\,(1 - e\cos E) \\ \operatorname{tg}\frac{\vartheta}{2} &= \sqrt{\frac{1+e}{1-e}}\operatorname{tg}\frac{E}{2} \end{aligned}\right\} \qquad (7.59)$$

2°. **Calculul coordonatelor rectangulare heliocentrice ecuatoriale ale planetei.** Vom determina poziția planetei în spațiu față de un sistem de referință rectangular (direct) heliocentric. Fie, mai întîi, sistemul de referință $S\bar{x}\bar{y}\bar{z}$, cu originea în centrul Soarelui (S), planul $\bar{x}S\bar{y}$ fiind planul eclipticii, cu axa $S\bar{x}$ — linia nodurilor (fig. 7.6; Ω — nodul ascendent) și avînd axa $S\bar{z}$ în direcția polului nord ecliptic (PNE).

Notînd cu u unghiul dintre linia nodurilor și raza vectoare a planetei, se observă că

$$u = \vartheta + \omega \qquad (7.60)$$

Din figură se observă că pentru coordonatele $\bar{x}$, $\bar{y}$, $\bar{z}$ ale planetei obținem

$$\left.\begin{aligned} \bar{x} &= r\cos u \\ \bar{y} &= r\sin u\cos i \\ \bar{z} &= r\sin u\sin i \end{aligned}\right\}$$

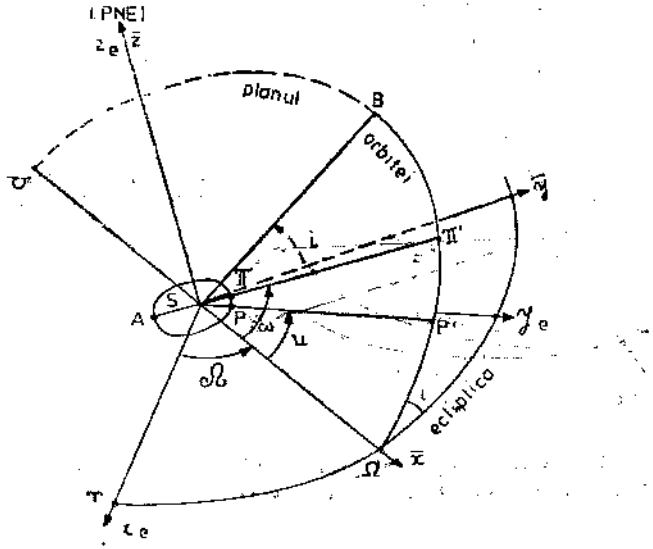


Fig. 7.6. Sistemul de referință ecliptic.

Fie acum un nou sistem de referință $Sx_ey_ez_e$, cu originea în centrul Soarelui, planul x_eSy_e fiind tot planul eclipticii, axa Sx_e fiind orientată spre punctul vernal γ, iar axa Sz_e coincizînd cu $S\bar{z}$. Se observă că de la sistemul $Sx_ey_ez_e$ se poate trece la sistemul $S\bar{x}\bar{y}\bar{z}$ printr-o rotație, în planul eclipticii, de unghi Ω. Prin urmare avem

$$\left.\begin{aligned} x_e &= \bar{x}\cos\Omega - \bar{y}\sin\Omega \\ y_e &= \bar{x}\sin\Omega + \bar{y}\cos\Omega \\ z_e &= \bar{z} \end{aligned}\right\}$$

Introducînd aici expresiile precedente pentru $\bar{x}$, $\bar{y}$, $\bar{z}$ obținem

$$\left.\begin{aligned} x_e &= r\,(\cos u\cos\Omega - \sin u\sin\Omega\cos i) \\ y_e &= r\,(\cos u\sin\Omega + \sin u\cos\Omega\cos i) \\ z_e &= r\sin u\sin i \end{aligned}\right\}$$

Fie, mai departe, un al treilea sistem de referință, $Sxyz$, cu originea în centrul Soarelui, planul xSy fiind planul ecuatorului ceresc, axa Sx coincizînd cu axa Sx_e, iar axa Sz fiind orientată spre polul nord ceresc (PNC, fig. 7.7). Trecerea de la sistemul

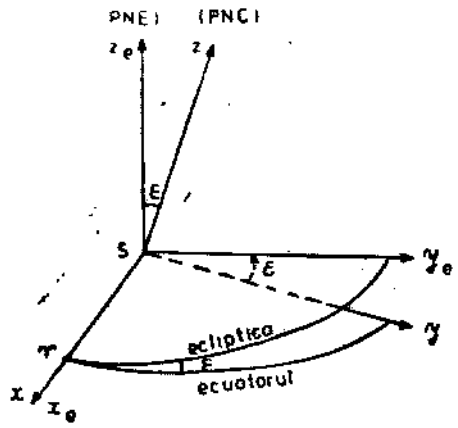


Fig. 7.7. Trecerea de la coordonatele ecliptice la cele ecuatoriale.

$Sxyz$ la sistemul $Sx_ey_ez_e$ se poate realiza printr-o rotaţie de unghi ε, în jurul axei Sx. Deci putem scrie

$$\left.\begin{aligned} x &= x_e \\ y &= y_e \cos\varepsilon - z_e \sin\varepsilon \\ z &= y_e \sin\varepsilon + z_e \cos\varepsilon \end{aligned}\right\}$$

Introducem aici expresiile de mai sus pentru x_e, y_e, z_e, obţinînd

$$\left.\begin{aligned} x &= r(\cos u \cos\Omega - \sin u \sin\Omega \cos i) \\ y &= r(\cos u \sin\Omega \cos\varepsilon + \sin u \cos\Omega \cos i \cos\varepsilon - \\ &\quad - \sin u \sin i \sin\varepsilon) \\ z &= r(\cos u \sin\Omega \sin\varepsilon + \sin u \cos\Omega \cos i \sin\varepsilon + \\ &\quad + \sin u \sin i \cos\varepsilon) \end{aligned}\right\}$$

Definind două mărimi auxiliare ν, N prin ecuaţiile

$$\left.\begin{aligned} \nu \sin N &= \sin i \\ \nu \cos N &= \cos\Omega \cos i \end{aligned}\right\} \qquad (7.61)$$

şi constantele lui Gauss a, b, c, A, B, C prin ecuaţiile

$$\left.\begin{aligned} a \sin A &= \cos\Omega \\ a \cos A &= -\sin\Omega \cos i \\ b \sin B &= \sin\Omega \cos\varepsilon \\ b \cos B &= \cos\Omega \cos i \cos\varepsilon - \sin i \sin\varepsilon = \nu \cos(N + \varepsilon) \\ c \sin C &= \sin\Omega \sin\varepsilon \\ c \cos C &= \cos\Omega \cos i \sin\varepsilon + \sin i \cos\varepsilon = \nu \sin(N + \varepsilon) \end{aligned}\right\} \qquad (7.62)$$

expresiile coordonatelor rectangulare heliocentrice ecuatoriale ale planetei, x, y, z, devin

$$\left.\begin{aligned} x &= ra \sin(u + A) \\ y &= rb \sin(u + B) \\ z &= rc \sin(u + C) \end{aligned}\right\} \qquad (7.63)$$

Formulele pentru calculul coordonatelor x, y, z pot fi prezentate şi sub formă matriceală.

3°. **Calculul coordonatelor rectangulare geocentrice ecuatoriale ale anetei.** Pentru a determina poziţia planetei faţă de centrul Pămîntului, într-un sistem ecuatorial de coordonate, vom da o translaţie sistemului de referinţă, de la centrul Soarelui la centrul Pămîntului (T). Fie $T\xi\eta\zeta$ noul sistem de referinţă, avînd axele paralele cu cele ale sistemului $Sxyz$ (fig. 7.8). Fie $\vec{r}(x, y, z)$ şi $\vec{\rho}(\xi, \eta, \zeta)$ vectorii de poziţie ai planetei faţă de Soare şi Pămînt, iar $\vec{\rho}_\odot$ $(X_\odot, Y_\odot, Z_\odot)$ vectorul de poziţie al Soarelui faţă de Pămînt.

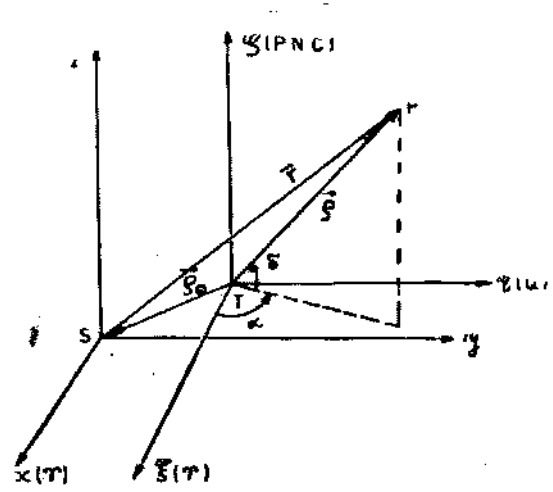


Fig. 7.8. Coordonate geocentrice ecuatoriale (rectangulare şi polare).

Din fig. 7.8 se observă că

$$\vec{\rho} = \vec{r} + \vec{\rho}_\odot$$

sau în proiecție pe axele de coordonate

$$\left.\begin{aligned} \xi &= x + X_\odot \\ \eta &= y + Y_\odot \\ \zeta &= z + Z_\odot \end{aligned}\right\} \tag{7.64}$$

Coordonatele Soarelui se cunosc din studiul mișcării de revoluție a Pămîntului față de Soare, fiind date pentru fiecare zi, la miezul nopții la Greenwich, în anuarele astronomice. Cu relațiile (7.64) se determină poziția planetei față de Pămînt, în sistemul rectangular considerat.

4°. Calculul coordonatelor geocentrice ecuatoriale sferice ale planetei. Pentru a putea observa efectiv planeta considerată și a compara pozițiile observate cu cele calculate, este necesar să trecem la coordonate sferice, determinînd poziția planetei pe sfera cerească. Trecerea la coordonate sferice se face pe baza relațiilor evidente (fig. 7.8)

$$\left.\begin{aligned} \xi &= \rho \cos\delta \cos\alpha \\ \eta &= \rho \cos\delta \sin\alpha \\ \zeta &= \rho \sin\delta \end{aligned}\right\}$$

unde α este ascensia dreaptă a planetei, δ este declinația ei (coordonate ecuatoriale geocentrice), iar ρ este distanța geocentrică a planetei. Din relațiile precedente rezultă

$$\left.\begin{aligned} \operatorname{tg}\alpha &= \eta/\xi \\ \operatorname{tg}\delta &= (\zeta/\eta)\sin\alpha \\ \rho &= \zeta/\sin\delta \end{aligned}\right\} \tag{7.65}$$

Am prezentat mai sus numai o schemă aproximativă a calculului unei efemeride planetare, deoarece nu am luat în considerare perturbațiile produse de celelalte planete asupra elementelor orbitale ale planetei considerate, și nici diferitele corecții care trebuiesc introduse în calcule pentru a obține poziția aparentă instantanee (corecții de precesie, paralaxă etc.).

Pentru sateliți artificiali, calculul de efemeridă se efectuează în mod analog.

§ 7.6. Problema lui Laplace

În § 7.3 am văzut că soluția problemei celor două corpuri conține șase constante de integrare (h, C_x, C_y, C_z, θ_0 și t_0), determinabile din condițiile inițiale (poziția inițială și viteza inițială a masei m față de masa centrală $\mathfrak{M}$), conform problemei lui Cauchy. Întrucît constantele de integrare sînt legate de elementele orbitale, determinarea constantelor de integrare din datele inițiale este echivalentă cu determinarea elementelor orbitale din datele inițiale. Ultima problemă este cunoscută în Mecanica cerească sub numele de problema lui Laplace.

În continuare vom schița această problemă care se formulează astfel: cunoscînd la un moment inițial dat T_0, poziția planetei, $\vec{r}_0\,(x_0, y_0, z_0)$ și viteza ei $\vec{v}_0\left[\left(\frac{dx}{dt}\right)_0, \left(\frac{dy}{dt}\right)_0, \left(\frac{dz}{dt}\right)_0\right]$, să se determine elementele orbitei planetei, Ω, i, ω, a, e, t_0.

Considerăm că poziția și viteza planetei se dau față de un sistem de referință rectangular ecliptic direct $Sxyz$ (fig. 7.9) în care S este centrul Soarelui, planul xSy este planul eclipticii.

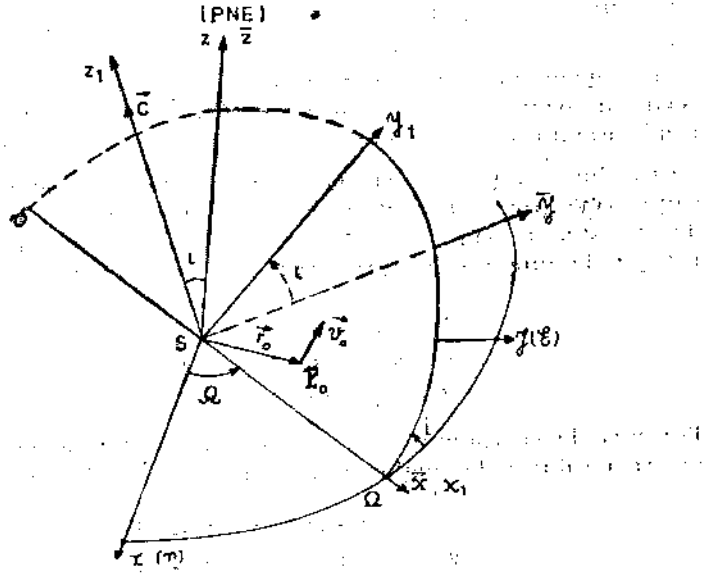


Fig. 7.9. Problema lui Laplace.

axa Sx fiind orientată spre punctul vernal, iar axa Sz — spre polul nord ecliptic (PNE). Dacă integrala ariilor este scrisă sub forma vectorială (7.20), atunci vectorul constant $\vec{C}$ se determină din condițiile inițiale astfel

$$\vec{C} = \vec{r}_0 \times \vec{v}_0$$

sau în proiecție pe axele de coordonate, în conformitate cu (7.21)

$$\left.\begin{aligned} C_x &= y_0\left(\frac{dz}{dt}\right)_0 - z_0\left(\frac{dy}{dt}\right)_0 \\ C_y &= z_0\left(\frac{dx}{dt}\right)_0 - x_0\left(\frac{dz}{dt}\right)_0 \\ C_z &= x_0\left(\frac{dy}{dt}\right)_0 - y_0\left(\frac{dx}{dt}\right)_0 \end{aligned}\right\} \qquad (7.66)$$

Se observă că vectorul $\vec{C}$ este perpendicular pe vectorii $\vec{r}_0$, $\vec{v}_0$, deci pe planul determinat de aceștia, adică $\vec{C}$ este perpendicular pe planul orbitei (fig. 7.9). Să determinăm cosinușii directori ai vectorului $\vec{C}$, față de sistemul de referință $Sxyz$. În acest scop vom alege un nou sistem de referință $Sx_1y_1z_1$, cu originea în centrul Soarelui, pentru care planul x_1Sy_1 este planul orbitei, axa Sx_1 fiind orientată spre nodul ascendent, iar axa Sz_1 în direcția vectorului $\vec{C}$ (fig. 7.9). Să luăm și un sistem intermediar de referință $S\bar{x}\bar{y}\bar{z}$ (fig. 7.9), definit ca și în fig. 7.6 (§ 7.5). Trecerea de la sistemul $S\bar{x}\bar{y}\bar{z}$, la sistemul $Sx_1y_1z_1$ se poate face printr-o rotație de unghi i în jurul axei $S\bar{x}$, deci avem

$$\left.\begin{aligned} \bar{x} &= x_1 \\ \bar{y} &= y_1 \cos i - z_1 \sin i \\ \bar{z} &= y_1 \sin i + z_1 \cos i \end{aligned}\right\}$$

Trecerea de la sistemul $Sxyz$, la sistemul $S\bar{x}\bar{y}\bar{z}$ se poate realiza printr-o rotație de unghi Ω în jurul axei Sz, deci putem scrie

$$\left.\begin{aligned} x &= \bar{x}\cos\Omega - \bar{y}\sin\Omega \\ y &= \bar{x}\sin\Omega + \bar{y}\cos\Omega \\ z &= \bar{z} \end{aligned}\right\}$$

Din cele două sisteme de relații precedente rezultă

$$\left.\begin{aligned} x &= x_1\cos\Omega - y_1\sin\Omega\cos i + z_1\sin\Omega\sin i \\ y &= x_1\sin\Omega + y_1\cos\Omega\cos i - z_1\cos\Omega\sin i \\ z &= y_1\sin i + z_1\cos i \end{aligned}\right\} \qquad (7.67)$$

Relațiile (7.67) permit determinarea cosinușilor directori ai axei Sz_1 (deci ai vectorului $\vec{C}$) față de sistemul de referință $Sxyz$. Avem

$$\left.\begin{aligned} \cos(x, z_1) &= \sin i \sin\Omega \\ \cos(y, z_1) &= -\sin i \cos\Omega \\ \cos(z, z_1) &= \cos i \end{aligned}\right\} \qquad (7.68)$$

Proiecțiile vectorului $\vec{C}$ pe axele sistemului de referință $Sxyz$ vor fi

$$\left.\begin{aligned} C\sin i\sin\Omega &= C_x \\ -C\sin i\cos\Omega &= C_y \\ C\cos i &= C_z,\ C = |\vec{C}| \end{aligned}\right\}$$

De aici obținem

$$\operatorname{tg}\Omega = -\frac{C_x}{C_y},\ \operatorname{tg} i = \frac{C_z}{C_x}\cdot\frac{1}{\sin\Omega},\ C = \sqrt{C_x^2 + C_y^2 + C_z^2} \qquad (7.69)$$

Cunoscînd proiecțiile vectorului C din (7.66) (din datele problemei), cu formulele (7.69) putem determina elementele orbitale Ω, i și constanta ariilor C. Din aceasta se poate calcula parametrul orbitei p, cu formula

$$p = C^2/\mu,$$

parametrul gravitațional $\mu = G(\mathfrak{M} + m)$ fiind considerat cunoscut.

Din integrala energiei (7.18) rezultă constanta energiei

$$h = v_0^2 - \frac{2\mu}{r_0}$$

unde

$$v_0^2 = \left(\frac{dx}{dt}\right)_0^2 + \left(\frac{dy}{dt}\right)_0^2 + \left(\frac{dz}{dt}\right)_0^2,\ r_0^2 = x_0^2 + y_0^2 + z_0^2.$$

iar formula (7.41)

$$h = -\mu/a$$

permite determinarea semiaxei mari a. Din relația

$$p = a\,(1 - e^2)$$

se poate calcula, apoi, excentricitatea e.

Mai departe, din

$$\vec{r}^2 = r^2 = x^2 + y^2 + z^2$$

găsim că

$$\vec{r}\,\frac{\mathrm{d}\vec{r}}{\mathrm{d}t} = r\,\frac{\mathrm{d}r}{\mathrm{d}t} = x\,\frac{\mathrm{d}x}{\mathrm{d}t} + y\,\frac{\mathrm{d}y}{\mathrm{d}t} + z\,\frac{\mathrm{d}z}{\mathrm{d}t},$$

deci

$$\left(\frac{\mathrm{d}r}{\mathrm{d}t}\right)_0 = \frac{x_0\left(\frac{\mathrm{d}x}{\mathrm{d}t}\right)_0 + y_0\left(\frac{\mathrm{d}y}{\mathrm{d}t}\right)_0 + z_0\left(\frac{\mathrm{d}z}{\mathrm{d}t}\right)_0}{r_0} \tag{7.70}$$

Scriind integrala ariilor în coordonate polare, din (7.32), (7.35) avem

$$r^2\,\frac{\mathrm{d}\varphi}{\mathrm{d}t} = C \Rightarrow \left(\frac{\mathrm{d}\varphi}{\mathrm{d}t}\right)_0 = \frac{C}{r_0^2} \tag{7.71}$$

Din ecuația orbitei (7.36) să scoatem pe $\cos\varphi$. Obținem

$$\cos\varphi = \frac{p}{re} - \frac{1}{e}$$

Să derivăm această relație în raport cu timpul. Avem

$$\sin\varphi\,\frac{\mathrm{d}\varphi}{\mathrm{d}t} = \frac{p}{r^2 e}\,\frac{\mathrm{d}r}{\mathrm{d}t}$$

Împărțind ultimele două relații obținem

$$\operatorname{tg}\varphi\,\frac{\mathrm{d}\varphi}{\mathrm{d}t} = \frac{p}{r(p - r)}\,\frac{\mathrm{d}r}{\mathrm{d}t}$$

Deci

$$\operatorname{tg}\varphi_0 = \frac{p}{r_0(p - r_0)}\left(\frac{\mathrm{d}r}{\mathrm{d}t}\right)_0 \cdot \frac{1}{(\mathrm{d}\varphi/\mathrm{d}t)_0} \tag{7.72}$$

Ținînd seama de (7.70), (7.71), ecuația (7.72) permite determinarea anomaliei adevărate φ_0, la momentul T_0.

Din ecuația (7.50) avem

$$\operatorname{tg}\frac{E_0}{2} = \sqrt{\frac{1 - e}{1 + e}}\operatorname{tg}\frac{\varphi_0}{2}$$

De aici găsim anomalia excentrică E_0, la momentul T_0, iar din ecuația lui Kepler

$$E_0 - e\,\sin E_0 = M_0,$$

obținem anomalia medie M_0, la același moment.

Legea a III-a a lui Kepler (exactă) (7.37), permite determinarea vitezei unghiulare medii

$$n = \frac{2\pi}{P} = \mu^{\frac{1}{2}}\,a^{-\frac{3}{2}}$$

Din definiția (7.46) a anomaliei medii rezultă

$$M_0 = n\,(T_0 - t_0) \tag{7.73}$$

Ecuația (7.73) permite determinarea momentului trecerii planetei la periheliu, t_0.

A mai rămas un singur element orbital de determinat, ω. Observăm că

$$\left.\begin{aligned} \bar{x}_0 &= x_0\cos\Omega + y_0\sin\Omega \\ \bar{y}_0 &= -x_0\sin\Omega + y_0\cos\Omega \\ \bar{z}_0 &= z_0 \end{aligned}\right\}$$

de unde rezultă $\bar{x}_0$, $\bar{y}_0$, $\bar{z}_0$. Între aceste coordonate și unghiul u_0 definit prin ecuația (7.60) avem relațiile

$$\left.\begin{aligned} \bar{x}_0 &= r_0\cos u_0 \\ \bar{y}_0 &= r_0\sin u_0\cos i \\ \bar{z}_0 &= r_0\sin u_0\sin i \end{aligned}\right\} \tag{7.74}$$

Una din ecuațiile (7.74) permite determinarea unghiului u_0 (celelalte pot fi utilizate pentru verificarea calculelor). Din (7.60) rezultă argumentul periheliului orbitei

$$\omega = u_0 - \Psi_0$$

Elementele orbitei unui satelit artificial se pot determina în mod analog.

§ 7.7. Problema celor trei corpuri

1°. **Ecuațiile diferențiale ale mișcării.** Să considerăm acum mișcarea a trei corpuri, asimilabile prin puncte materiale, de mase m_1, m_2, m_3, sub acțiunea forțelor de atracție newtoniană reciprocă.

Fie OXYZ un sistem de referință absolut, rectangular, direct, la care raportăm mișcarea. Fie $\vec{r}_i(X_i, Y_i, Z_i)$, $i = 1, 2, 3$, vectorul de poziție al corpului m_i (fig. 7.10). Fie, apoi $\vec{F}_{ij}$ ($i \neq j$; $i,j = 1, 2, 3$) forța cu care corpul m_i este atras de corpul m_j. Mărimea acestei forțe este dată de legea atracției universale a lui Newton, (7.2), deci

$$F_{ij} = G\frac{m_i m_j}{r_{ij}^2}, \quad (i,j = 1, 2, 3;\ i \neq j) \tag{7.75}$$

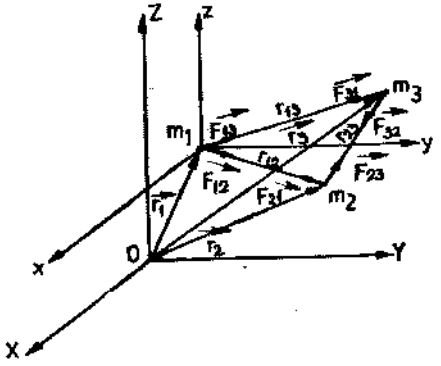


Fig. 7.10. Problema celor trei corpuri.

unde distanța r_{ij} dintre corpuri (puncte), este dată de relația

$$r_{ij}^2 = (X_j - X_i)^2 + (Y_j - Y_i)^2 + (Z_j - Z_i)^2 \tag{7.76}$$

Deci forțele de atracție dintre corpuri vor fi

$$\vec{F}_{ij} = F_{ij}\frac{\vec{r}_{ij}}{r_{ij}} = G\frac{m_i m_j}{r_{ij}^3}\vec{r}_{ij}, \quad (i, j = 1, 2, 3;\ i \neq j) \tag{7.77}$$

unde $\vec{r}_{ij} = \vec{r}_j - \vec{r}_i$ și avem, evident, $\vec{F}_{ij} + \vec{F}_{ji} = 0$ — conform principiului acțiunii și reacțiunii. Aplicînd legea a II-a a lui Newton, avem

$$m_i\vec{a}_i = \vec{F}_{ij} + \vec{F}_{ik} \quad (i, j, k = 1, 2, 3;\ i \neq j,\ i \neq k, j \neq k) \tag{7.78}$$

Punînd $\vec{a}_i = \mathrm{d}^2\vec{r}_i/\mathrm{d}t^2$ și introducînd expresiile (7.77) ale forțelor, din (7.78) obținem ecuațiile diferențiale vectoriale ale mișcării absolute a celor trei corpuri

$$\left.\begin{aligned}
m_1\frac{\mathrm{d}^2\vec{r}_1}{\mathrm{d}t^2} &= G\frac{m_1m_2}{r_{12}^3}\vec{r}_{12} + G\frac{m_1m_3}{r_{13}^3}\vec{r}_{13}\\
m_2\frac{\mathrm{d}^2\vec{r}_2}{\mathrm{d}t^2} &= G\frac{m_2m_1}{r_{21}^3}\vec{r}_{21} + G\frac{m_2m_3}{r_{23}^3}\vec{r}_{23}\\
m_3\frac{\mathrm{d}^2\vec{r}_3}{\mathrm{d}t^2} &= G\frac{m_3m_1}{r_{31}^3}\vec{r}_{31} + G\frac{m_3m_2}{r_{32}^3}\vec{r}_{32}
\end{aligned}\right\} \tag{7.79}$$

Simplificînd cu m_1, m_2 respectiv m_3 ecuațiile (7.79), și proiectîndu-le pe axele de coordonate, obținem

$$\left.\begin{aligned}
\frac{\mathrm{d}^2X_1}{\mathrm{d}t^2} &= Gm_2\frac{X_2 - X_1}{r_{12}^3} + Gm_3\frac{X_3 - X_1}{r_{13}^3}\\
\frac{\mathrm{d}^2Y_1}{\mathrm{d}t^2} &= Gm_2\frac{Y_2 - Y_1}{r_{12}^3} + Gm_3\frac{Y_3 - Y_1}{r_{13}^3}\\
\frac{\mathrm{d}^2Z_1}{\mathrm{d}t^2} &= Gm_2\frac{Z_2 - Z_1}{r_{12}^3} + Gm_3\frac{Z_3 - Z_1}{r_{13}^3}
\end{aligned}\right\} \tag{7.80}$$

$$\left.\begin{aligned}\frac{d^2X_2}{dt^2} &= Gm_1\frac{X_1-X_2}{r_{21}^3}+Gm_3\frac{X_3-X_2}{r_{23}^3}\\ \frac{d^2Y_2}{dt^2} &= Gm_1\frac{Y_1-Y_2}{r_{21}^3}+Gm_3\frac{Y_3-Y_2}{r_{23}^3}\\ \frac{d^2Z_2}{dt^2} &= Gm_1\frac{Z_1-Z_2}{r_{21}^3}+Gm_3\frac{Z_3-Z_2}{r_{23}^3}\end{aligned}\right\} \tag{7.81}$$

$$\left.\begin{aligned}\frac{d^2X_3}{dt^2} &= Gm_1\frac{X_1-X_3}{r_{31}^3}+Gm_2\frac{X_2-X_3}{r_{32}^3}\\ \frac{d^2Y_3}{dt^2} &= Gm_1\frac{Y_1-Y_3}{r_{31}^3}+Gm_2\frac{Y_2-Y_3}{r_{32}^3}\\ \frac{d^2Z_3}{dt^2} &= Gm_1\frac{Z_1-Z_3}{r_{31}^3}+Gm_2\frac{Z_2-Z_3}{r_{32}^3}\end{aligned}\right\} \tag{7.82}$$

Ecuațiile (7.80) — (7.82) reprezintă ecuațiile diferențiale ale mișcării absolute a celor trei corpuri. Ele formează împreună un sistem de nouă ecuații diferențiale de ordinul doi. Soluția generală a sistemului va depinde de 18 constante arbitrare de integrare, care se determină din condițiile inițiale (pozițiile și vitezele inițiale ale corpurilor m_1, m_2, m_3).

2°. **Integrale prime.**

(1). *Integralele centrului de masă.* Adunînd ecuațiile (7.79) membru cu membru, și ținînd seama de faptul că $r_{ij} = r_{ji}$, în timp ce $\vec{r}_{ij} = \vec{r}_i - \vec{r}_i = -(\vec{r}_i - \vec{r}_j) = -\vec{r}_{ji}$ $(i,j = 1, 2, 3;\ i \neq j)$, obținem

$$\sum_{i=1}^{3} m_i \frac{d^2\vec{r}_i}{dt^2} = 0 \tag{7.83}$$

Dar vectorul de poziție al centrului de masă al sistemului de corpuri, $\vec{\rho}$ — are expresia $\vec{\rho} = \sum_{i=1}^{3} m_i\ \vec{r}_i / \sum_{i=1}^{3} m_i$

Deci împărțind ecuația (7.83) cu $\sum_{i=1}^{3} m_i \neq 0$ (masa totală a

sistemului), obținem $d^2\vec{\rho}/dt^2 = 0$, de unde prin integrare rezultă

$$\vec{\rho} = \left(\frac{d\vec{\rho}}{dt}\right)_0 t + \vec{\rho}_0 \tag{7.84}$$

unde $\vec{\rho}_0$ și $(d\vec{\rho}/dt)_0$ sînt, respectiv, vectorul poziției inițiale și viteza inițială, ale centrului de masă. Ecuația (7.84) arată că *centrul de masă al sistemului celor trei corpuri se mișcă rectiliniu și uniform, sau (atunci cînd* $(d\vec{\rho}/dt)_0 = 0$*) este în repaus.*

Fie X, Y, Z — coordonatele centrului de masă, adică $\vec{\rho} = \vec{\rho}(X, Y, Z)$. Atunci integralei prime vectoriale (7.84), îi corespund trei integrale prime scalare:

$$X = \left(\frac{dX}{dt}\right)_0 t + X_0,\quad Y = \left(\frac{dY}{dt}\right)_0 t + Y_0,\quad Z = \left(\frac{dZ}{dt}\right)_0 t + Z_0, \tag{7.85}$$

depinzînd de șase constante arbitrare de integrare: X_0, Y_0, Z_0 — coordonatele poziției inițiale a centrului de masă și $(dX/dt)_0$, $(dY/dt)_0$, $(dZ/dt)_0$ — proiecțiile pe axele de coordonate ale vitezei lui inițiale. Acestea sînt echivalente cu șase integrale prime scalare (includ șase integrări, șase constante).

Integralele prime (7.85) se numesc integralele centrului de masă. Aceste ecuații ne dau reprezentarea parametrică a dreptei pe care se mișcă centrul de masă. Eliminînd timpul din (7.85), obținem ecuațiile dreptei respective sub forma canonică

$$\frac{X-X_0}{\left(\frac{dX}{dt}\right)_0} = \frac{Y-Y_0}{\left(\frac{dY}{dt}\right)_0} = \frac{Z-Z_0}{\left(\frac{dZ}{dt}\right)_0} \tag{7.86}$$

(2) *Integralele ariilor.* Să înmulțim ecuațiile (7.79) vectorial la stînga, respectiv cu $\vec{r}_1$, $\vec{r}_2$, $\vec{r}_3$ și să adunăm ecuațiile astfel obținute (membru cu membru). Deoarece $\vec{r}_{ij} = \vec{r}_j - \vec{r}_i$, $\vec{r}_i \times \vec{r}_i = 0$, $\vec{r}_i \times \vec{r}_j = -\vec{r}_j \times \vec{r}_i$ și $r_{ij} = r_{ji}$ $(i,j = 1, 2, 3;\ i \neq j)$, obținem

$$\sum_{i=1}^{3} \vec{r}_i \times m_i \frac{d^2\vec{r}_i}{dt^2} = 0 \tag{7.87}$$

Ecuația (7.87) se mai scrie

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\left[\sum_{i=1}^{3} m_i\left(\vec{r}_i \times \frac{\mathrm{d}\vec{r}_i}{\mathrm{d}t}\right)\right] = 0 \tag{7.88}$$

Integrînd ultima relație și punînd $\mathrm{d}\vec{r}_i/\mathrm{d}t = \vec{v}_i$ — viteza corpului de masă m_i, obținem ***integrala ariilor***

$$\sum_{i=1}^{3} m_i\,(\vec{r}_i \times \vec{v}_i) = \vec{C} \tag{7.89}$$

Considerînd că $\vec{C} = \vec{C}\,(C_X, C_Y, C_Z)$, integralei prime vectoriale (7.89) îi corespund trei integrale prime scalare

$$\left.\begin{aligned}
\sum_{i=1}^{3} m_i\left(Y_i\frac{\mathrm{d}Z_i}{\mathrm{d}t} - Z_i\frac{\mathrm{d}Y_i}{\mathrm{d}t}\right) &= C_X \\
\sum_{i=1}^{3} m_i\left(Z_i\frac{\mathrm{d}X_i}{\mathrm{d}t} - X_i\frac{\mathrm{d}Z_i}{\mathrm{d}t}\right) &= C_Y \\
\sum_{i=1}^{3} m_i\left(X_i\frac{\mathrm{d}Y_i}{\mathrm{d}t} - Y_i\frac{\mathrm{d}X_i}{\mathrm{d}t}\right) &= C_Z
\end{aligned}\right\} \tag{7.90}$$

Acestea sînt integralele prime ale ariilor. Ele conțin trei constante arbitrare de integrare, care se determină din condițiile inițiale.

(3) *Integrala energiei.* Introducînd funcția

$$U = G\left(\frac{m_1m_2}{r_{12}} + \frac{m_1m_3}{r_{13}} + \frac{m_2m_3}{r_{23}}\right) \tag{7.91}$$

numită funcție de forță, ecuațiile (7.80) — (7.82) se mai scriu

$$\left.\begin{aligned}
m_1\frac{\mathrm{d}^2X_1}{\mathrm{d}t^2} &= \frac{\partial U}{\partial X_1}, \quad m_1\frac{\mathrm{d}^2Y_1}{\mathrm{d}t^2} = \frac{\partial U}{\partial Y_1}, \quad m_1\frac{\mathrm{d}^2Z_1}{\mathrm{d}t^2} = \frac{\partial U}{\partial Z_1} \\
m_2\frac{\mathrm{d}^2X_2}{\mathrm{d}t^2} &= \frac{\partial U}{\partial X_2}, \quad m_2\frac{\mathrm{d}^2Y_2}{\mathrm{d}t^2} = \frac{\partial U}{\partial Y_2}, \quad m_2\frac{\mathrm{d}^2Z_2}{\mathrm{d}t^2} = \frac{\partial U}{\partial Z_2} \\
m_3\frac{\mathrm{d}^2X_3}{\mathrm{d}t^2} &= \frac{\partial U}{\partial X_3}, \quad m_3\frac{\mathrm{d}^2Y_3}{\mathrm{d}t^2} = \frac{\partial U}{\partial Y_3}, \quad m_3\frac{\mathrm{d}^2Z_3}{\mathrm{d}t^2} = \frac{\partial U}{\partial Z_3}
\end{aligned}\right\} \tag{7.92}$$

Înmulțind ecuațiile sistemului (7.92), respectiv cu $\mathrm{d}X_1/\mathrm{d}t$, $\mathrm{d}Y_1/\mathrm{d}t$, $\mathrm{d}Z_1/\mathrm{d}t$, $\mathrm{d}X_2/\mathrm{d}t$, $\mathrm{d}Y_2/\mathrm{d}t$, $\mathrm{d}Z_2/\mathrm{d}t$, $\mathrm{d}X_3/\mathrm{d}t$, $\mathrm{d}Y_3/\mathrm{d}t$ și $\mathrm{d}Z_3/\mathrm{d}t$ și adunînd ecuațiile astfel obținute, membru cu membru, rezultă

$$\sum_{i=1}^{3} m_i\left(\frac{\mathrm{d}X_i}{\mathrm{d}t}\frac{\mathrm{d}^2X_i}{\mathrm{d}t^2} + \frac{\mathrm{d}Y_i}{\mathrm{d}t}\frac{\mathrm{d}^2Y_i}{\mathrm{d}t^2} + \frac{\mathrm{d}Z_i}{\mathrm{d}t}\frac{\mathrm{d}^2Z_i}{\mathrm{d}t^2}\right) = \frac{\mathrm{d}U}{\mathrm{d}t} \tag{7.93}$$

Ecuația (7.93) se mai scrie

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\left\{\sum_{i=1}^{3} m_i\left[\left(\frac{\mathrm{d}X_i}{\mathrm{d}t}\right)^2 + \left(\frac{\mathrm{d}Y_i}{\mathrm{d}t}\right)^2 + \left(\frac{\mathrm{d}Z_i}{\mathrm{d}t}\right)^2\right]\right\} = 2\frac{\mathrm{d}U}{\mathrm{d}t} \tag{7.94}$$

Integrînd ultima ecuație și observînd că $(\mathrm{d}X_i/\mathrm{d}t)^2 + (\mathrm{d}Y_i/\mathrm{d}t)^2 + (\mathrm{d}Z_i/\mathrm{d}t)^2 = v_i^2$, unde v_i este viteza corpului m_i, obținem

$$\sum_{i=1}^{3} m_iv_i^2 = 2U + h \tag{7.95}$$

Aceasta este integrala energiei, exprimînd conservarea energiei mecanice a sistemului. Constanta de integrare h, numită constanta energiei, se determină din condițiile inițiale.

Prin integralele prime (7.85), (7.90) și (7.95) am introdus 10 constante de integrare. Soluția generală a sistemului (7.80) — (7.82), depinde de 18 constante de integrare. H. Poincaré a arătat că nu există alte integrale prime, soluția exactă a problemei celor trei corpuri neputîndu-se exprima, în general, sub formă finită (nici în cazul mișcării relative a două corpuri față de al treilea). Pentru obținerea soluției într-o problemă concretă se aplică metode aproximative, metode de integrare numerică etc.

În anul 1912, matematicianul finlandez Sundman a obținut soluția teoretică* a problemei celor trei corpuri, pentru condiții inițiale arbitrare, sub formă de serii. Aceste serii (de o formă complicată) au o convergență foarte lentă și o rază mică de convergență, încît nu permit calculul pozițiilor aparente și nici studiul calitativ al mișcării, prezentînd mai mult un interes teoretic.

Există cazuri particulare în care se poate obține soluția exactă, de exemplu cazurile lui Euler și Lagrange:

* Soluția teoretică a problemei celor trei corpuri, obținută de Sundman, nu este soluția generală a sistemului (7.80) — (7.82), în sens riguros matematic, deoarece conține mai puține constante arbitrare de integrare decît ordinul sistemului diferențial.

— cînd cele trei corpuri sînt așezate pe o dreaptă și se rotesc în jurul centrului de masă comun, rămînînd tot timpul pe această dreaptă (problema lui Euler);

— cînd cele trei corpuri sînt așezate în vîrfurile unui triunghi echilateral și se rotesc în jurul centrului de masă comun astfel încît triunghiul rămîne echilateral (cazurile asteroizilor Troienii din sistemul Soare—Jupiter și norii lui Kordylevski din sistemul Pămînt—Lună) (problema lui Lagrange).

Problema celor trei corpuri se aplică la studiul mișcării Lunii (sub acțiunea atracției Pămîntului și Soarelui), la studiul mișcării particulelor în cîmpul de atracție al stelelor duble etc.

Studii importante cu privire la problema celor trei corpuri s-au efectuat la Universitatea din București.

§ 7.8. Problema celor n corpuri

1°. **Ecuațiile diferențiale ale mișcării.** În continuare vom considera mișcarea a n corpuri, care se pot asimila prin puncte materiale, de mase $m_1, m_2, \ldots, m_n$, sub acțiunea forțelor de atracție newtoniană reciprocă. Vom raporta mișcarea la un sistem de referință absolut, rectangular, direct $OXYZ$. Fie $\vec{r}_i\ (X_i, Y_i, Z_i)$ vectorul de poziție al corpului m_i și $\vec{F}_{ij}$ forța cu care acest corp este atras de corpul m_j, avînd expresia (cf. 7.77))

$$\vec{F}_{ij} = G\frac{m_i m_j}{r_{ij}^3}\vec{r}_{ij},\ (i, j = \overline{1, n};\ i \neq j) \tag{7.96}$$

unde distanța dintre corpuri este dată de relația

$$r_{ij}^2 = (X_j - X_i)^2 + (Y_j - Y_i)^2 + (Z_j - Z_i)^2,\ (i, j = \overline{1, n};\ i \neq j); \tag{7.97}$$

iar $\vec{r}_{ij} = \vec{r}_j - \vec{r}_i$. Aplicînd legea a II-a a lui Newton, obținem $(\vec{a}_i = \mathrm{d}^2\vec{r}_i/\mathrm{d}t^2)$

$$m_i\frac{\mathrm{d}^2\vec{r}_i}{\mathrm{d}t^2} = \sum_{\substack{j=1\\ j\neq i}}^{n} G\frac{m_i m_j}{r_{ij}^3}\vec{r}_{ij};\ i = \overline{1, n} \tag{7.98}$$

Din (7.98) rezultă că mișcarea celor n corpuri este descrisă de un sistem de n ecuații diferențiale vectoriale de ordinul doi.

Simplificînd ecuația (7.98) cu m_i și proiectînd-o pe axele de coordonate, rezultă

$$\left.\begin{aligned}
\frac{\mathrm{d}^2X_i}{\mathrm{d}t^2} &= \sum_{\substack{j=1\\ j\neq i}}^{n} Gm_j\frac{X_j - X_i}{r_{ij}^3};\ i = \overline{1,n}\\
\frac{\mathrm{d}^2Y_i}{\mathrm{d}t^2} &= \sum_{\substack{j=1\\ j\neq i}}^{n} Gm_j\frac{Y_j - Y_i}{r_{ij}^3};\ i = \overline{1,n}\\
\frac{\mathrm{d}^2Z_i}{\mathrm{d}t^2} &= \sum_{\substack{j=1\\ j\neq i}}^{n} Gm_j\frac{Z_j - Z_i}{r_{ij}^3};\ i = \overline{1,n}
\end{aligned}\right\} \tag{7.99}$$

Acestea sînt ecuațiile diferențiale ale mișcării absolute a celor n corpuri. Ele formează un sistem de $3n$ ecuații diferențiale de ordinul doi, a cărui integrală generală va depinde de $6n$ constante arbitrare, care se determină din condițiile inițiale.

2°. **Integrale prime.** Procedînd ca în cazul a trei corpuri, se obțin și în acest caz 10 integrale prime. Fără a mai repeta calculele efectuate în cazul precedent, vom scrie direct rezultatele.

(1). *Integralele centrului de masă.* Vectorul de poziție al centrului de masă, $\vec{\rho}\ (X, Y, Z)$ va fi în acest caz

$$\vec{\rho} = \left(\sum_{i=1}^{n} m_i\vec{r}_i\right) \Big/ \left(\sum_{i=1}^{n} m_i\right),$$

iar integrala primă (vectorială) a centrului de masă va fi (cf. (7.84))

$$\vec{\rho} = \left(\frac{\mathrm{d}\vec{\rho}}{\mathrm{d}t}\right)_0 t + \vec{\rho}_0, \tag{7.100}$$

exprimînd faptul că centrul de masă se mișcă rectiliniu și uniform sau este în repaus. Integralei prime vectoriale (7.100) îi corespund următoarele integrale prime scalare

$$X = \left(\frac{\mathrm{d}X}{\mathrm{d}t}\right)_0 t + X_0,\ Y = \left(\frac{\mathrm{d}Y}{\mathrm{d}t}\right)_0 t + Y_0,\ Z = \left(\frac{\mathrm{d}Z}{\mathrm{d}t}\right)_0 t + Z_0 \tag{7.101}$$

— integralele prime ale centrului de masă (echivalente cu şase integrale prime).

(2) *Integralele ariilor.* Integrala ariilor se scrie (cf. 7.89))

$$\sum_{i=1}^{n} m_i (\vec{r}_i \times \vec{v}_i) = \vec{C} \tag{7.102}$$

Punînd $\vec{C} = \vec{C}(C_X, C_Y, C_Z)$, din (7.102) rezultă trei integrale prime scalare

$$\left.\begin{aligned} \sum_{i=1}^{n} m_i \left(Y_i \frac{dZ_i}{dt} - Z_i \frac{dY_i}{dt}\right) &= C_X \\ \sum_{i=1}^{n} m_i \left(Z_i \frac{dX_i}{dt} - X_i \frac{dZ_i}{dt}\right) &= C_Y \\ \sum_{i=1}^{n} m_i \left(X_i \frac{dY_i}{dt} - Y_i \frac{dX_i}{dt}\right) &= C_Z \end{aligned}\right\} \tag{7.103}$$

— integralele prime ale ariilor.

(3) *Integrala energiei.* Introducînd funcţia de forţă U,

$$U = \sum_{\substack{i,j=1 \\ i<j}}^{n} G \frac{m_i m_j}{r_{ij}} = \sum_{j=2}^{n} \sum_{i=1}^{j-1} G \frac{m_i m_j}{r_{ij}} \tag{7.104}$$

integrala energiei se scrie

$$\sum_{i=1}^{n} m_i v_i^2 = 2U + h \tag{7.105}$$

Şi în acest caz există tot numai 10 integrale prime. Pentru probleme concrete soluţia se construieşte prin metode aproximative. Pentru problema celor n corpuri nu s-a găsit încă soluţia generală, valabilă pentru orice condiţii iniţiale.

În practica astronomică, problema celor trei (sau celor n) corpuri este simplificată prin faptul că, din cele trei (sau n) mase, una este mult mai mare decît celelalte, soluţia obţinîndu-se prin metoda perturbaţiilor.

§ 7.9. Noţiuni de teoria perturbaţiilor

1°. **Ecuaţiile diferenţiale ale mişcării perturbate.** Să revenim la problema celor trei corpuri. Vom trece de la sistemul de referinţă absolut OXYZ, la un sistem de referinţă legat de unul din corpurile care se mişcă, să zicem de m_1 (adică la sistemul m_1xyz), avînd axele paralele cu cele ale sistemului absolut (fig. 7.10). Această trecere este sugerată de condiţiile naturale în care are loc o astfel de mişcare: una din mase are rol preponderent, determinant în efectuarea mişcării, putîndu-se considera ca masă centrală.

În sistemul (7.79) să scădem prima ecuaţie din a doua. Avem

$$\frac{d^2\vec{r}_2}{dt^2} - \frac{d^2\vec{r}_1}{dt^2} = -G\frac{m_1 + m_2}{r_{12}^3}\vec{r}_{12} + G\frac{m_3}{r_{23}^3}\vec{r}_{23} - G\frac{m_3}{r_{13}^3}\vec{r}_{13} \tag{7.106}$$

În continuare vom schimba notaţiile. Fie $m_1 \equiv \mathfrak{M}$ — masa corpului central, $m_2 \equiv m$ — masa corpului a cărui mişcare faţă de $\mathfrak{M}$ o studiem şi $m_3 \equiv m'$ — masa corpului perturbator*. De exemplu, în mişcarea unui asteroid (m) în jurul Soarelui ($\mathfrak{M}$), o planetă (m' — să zicem Jupiter) este corp perturbator. Fie apoi

$$\vec{r}_{12} \equiv \vec{r}, \quad r_{13} \equiv \vec{r}', \quad \vec{r}_{23} \equiv \vec{\Delta} \text{ (fig. 7.11)}$$

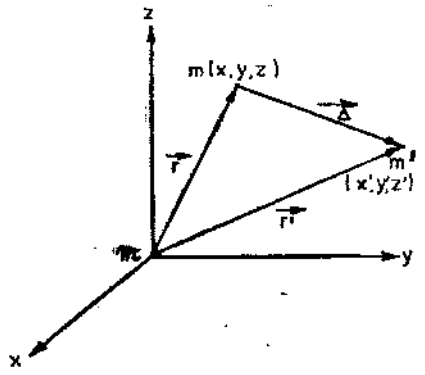


Fig. 7.11. Mişcarea perturbată.

* În general prin perturbaţie vom înţelege o abatere de la mişcarea keplerianã (descrisă de ecuaţiile problemei celor două corpuri). Forţa care produce această abatere se numeşte forţă perturbatoare, iar corpul corespunzător — corp perturbator. Corpul care suferă abaterea se numeşte corp perturbat.

Deoarece $\vec{r}_2 - \vec{r}_1 = \vec{r}_{12} \equiv \vec{r}$, ecuația (7.106) se scrie

$$\frac{d^2\vec{r}}{dt^2} = -\mu\frac{\vec{r}}{r^3} + Gm'\left(\frac{\vec{\Delta}}{\Delta^3} - \frac{\vec{r}'}{r'^3}\right) \qquad (7.107)$$

unde $\mu = G(m_1 + m_2) \equiv G(\mathfrak{M} + m)$, iar distanțele r, r', Δ sînt date de ecuațiile

$$r^2 = x^2 + y^2 + z^2; \quad r'^2 = x'^2 + y'^2 + z'^2; \quad \Delta^2 = (x' - x)^2 + (y' - y)^2 + (z' - z)^2$$

Ecuația (7.107) este ecuația diferențială vectorială a mișcării relative perturbate. Proiectînd-o pe axele de coordonate, obținem

$$\left.\begin{aligned}\frac{d^2x}{dt^2} &= -\mu\frac{x}{r^3} + Gm'\left(\frac{x' - x}{\Delta^3} - \frac{x'}{r'^3}\right)\\ \frac{d^2y}{dt^2} &= -\mu\frac{y}{r^3} + Gm'\left(\frac{y' - y}{\Delta^3} - \frac{y'}{r'^3}\right)\\ \frac{d^2z}{dt^2} &= -\mu\frac{z}{r^3} + Gm'\left(\frac{z' - z}{\Delta^3} - \frac{z'}{r'^3}\right)\end{aligned}\right\} \qquad (7.108)$$

Acestea sînt ecuațiile diferențiale ale mișcării relative perturbate. Se observă că în membrul doi apar termeni în plus față de ecuațiile corespunzătoare problemei celor două corpuri. Ei reprezintă accelerațiile corespunzătoare forței perturbatoare. Acești termeni provin din funcția de forță

$$\mathcal{R} = Gm'\left(\frac{1}{\Delta} - \frac{xx' + yy' + zz'}{r'^3}\right) \qquad (7.109)$$

numită *funcția perturbatoare*. Cu ajutorul ei, ecuațiile diferențiale (7.108) se scriu astfel

$$\left.\begin{aligned}\frac{d^2x}{dt^2} + \mu\frac{x}{r^3} &= \frac{\partial\mathcal{R}}{\partial x}\\ \frac{d^2y}{dt^2} + \mu\frac{y}{r^3} &= \frac{\partial\mathcal{R}}{\partial y}\\ \frac{d^2z}{dt^2} + \mu\frac{z}{r^3} &= \frac{\partial\mathcal{R}}{\partial z}\end{aligned}\right\} \qquad (7.110)$$

Mișcarea relativă a corpului m' față de corpul $\mathfrak{M}$ va fi descrisă de ecuații analoage cu (7.110) (m' și m își schimbă rolurile). Astfel problema celor trei corpuri se reduce la problema perturbațiilor (la integrarea ecuațiilor diferențiale ale mișcării perturbate).

2°. **Aplicații ale metodei perturbațiilor.** Sistemul (7.110) se rezolvă, în principiu, astfel. Mai întîi se studiază mișcarea kepleriană a corpului m față de $\mathfrak{M}$ (problema celor două corpuri), neglijînd termenii din membrul doi. Se deduc astfel, elementele orbitale Ω, i, ω, a, e, t_0, care sînt de fapt constantele de integrare ale problemei celor două corpuri. Aplicînd apoi sistemului (7.110) metoda variației constantelor a lui Lagrange, se obține un sistem de ecuații diferențiale în $d\Omega/dt$, di/dt, ... dt_0/dt. Pentru integrarea lui, funcția perturbatoare se dezvoltă în serie, conținînd *termeni periodici* (în sinus, cosinus) în raport cu timpul și *termeni seculari* (proporționali cu t și cu puterile lui superioare). Integrînd sistemul în $d\Omega/dt$, di/dt, ..., pe un interval finit de timp, se vor obține variațiile elementelor orbitale $\delta\Omega$, δi, ... pe acel interval de timp — numite *perturbații*. Aceste perturbații vor conține și ele termeni periodici în t *(perturbații periodice)* și termeni seculari *(perturbații seculare)*.

În mod analog se poate reduce la problema perturbațiilor și problema celor n corpuri. În acest caz vom avea: o masă centrală $\mathfrak{M}$, masa m a cărei mișcare relativă o studiem și $(n - 2)$ mase (corpuri) perturbatoare, adică $(n - 2)$ funcții perturbatoare, de forma (7.109). De exemplu, în mișcarea unei planete față de Soare (masa centrală), celelalte planete sînt corpuri perturbatoare. Faptul că Soarele are o masă mult mai mare decît planetele, asigură o convergență suficient de rapidă a seriilor care intervin aici.

La problema perturbațiilor se pot reduce și alte probleme de mecanică cerească, de exemplu abaterile produse în mișcare de neomogenitatea și nesfericitatea corpurilor cerești. Funcția perturbatoare va avea atunci o expresie mai complicată. În acest caz va fi perturbată nu numai mișcarea de revoluție (elementele orbitale), ci și mișcarea de rotație a corpului considerat: pe lîngă rotația proprie vom avea rotații de precesie și de nutație (a se vedea mișcările Pămîntului, cap. 5). Nesfericitatea corpurilor este legată și de mareе.

Un caz deosebit de complicat de mișcare este acela al Lunii. Aici Pămîntul fiind „masă centrală", iar Soarele „masă perturbatoare", există un număr mare de perturbații.

Metoda perturbațiilor se mai aplică la studiul mișcării planetelor mici (asteroizi), cometelor etc.

Această metodă și-a dovedit eficacitatea prin descoperirea „în vîrful creionului" a planetei Neptun (pe baza perturbațiilor provocate de ea în mișcarea planetei Uranus) de către Le Verrier (1849) (identificarea planetei pe cer a fost făcută de Galle). Această descoperire reprezintă o cucerire strălucită a mecanicii cerești, o dovadă a puterii nelimitate de cunoaștere a omului, a caracterului cognoscibil al lumii materiale. În mod analog s-a descoperit planeta Pluton (în 1930), pe baza calculelor efectuate de P. Lowell.

O altă aplicație a teoriei perturbațiilor o constituie descoperirea „sateliților invizibili" ai stelelor: în jurul unor stele (61 Cygni, steaua Barnard ș.a.) s-au pus în evidență mase de ordinul masei planetei Jupiter. Această descoperire este o dovadă a faptului că mai există și alte sisteme planetare (sistemul nostru planetar nu este unic).

În strînsă legătură cu teoria perturbațiilor este problema stabilității sistemului nostru planetar, de care s-au ocupat Lagrange, Laplace, Liapunov ș.a. Perturbațiile $\delta\Omega$, $\delta\omega$, și δt_0 n-au importanță în această problemă. Pentru ca sistemul solar să fie stabil, trebuie ca perturbațiile δa, δe, și δi să rămînă mărginite pentru t foarte mare. S-a arătat astfel că sistemul solar este stabil, în sensul că nu există evadări din sistem, căderi pe Soare și nici ciocniri.

Rezultate importante în teoria perturbațiilor planetare și stabilității sistemului solar, a obținut savantul român Spiru Haret.

3°. Deplasarea periheliului planetei Mercur și teoria relativității. Comparîndu-se perturbațiile calculate ale orbitei planetei Mercur, cu cele observate, s-a constatat că periheliul orbitei se deplasează (rotește) mai repede decît arată calculele, cu circa 42″/secol (Newcomb, 1895). Această abatere de la legea gravitației a lui Newton, a primit o explicație satisfăcătoare (în 1915) pe baza teoriei relativității generale. Einstein a arătat că deplasarea relativistă a periheliului, $\Delta\omega$, pentru o revoluție a planetei este dată de relația

$$\Delta\omega = \frac{24\pi^3 a^2}{c^2 P^2 (1 - e^2)} \qquad (7.111)$$

unde notațiile sînt cele curente (c este viteza luminii). Introducînd în formulă valorile numerice pentru Mercur, rezultă o deplasare de 42″,9/secol, în bună concordanță cu valoarea lui Newcomb. Observațiile noi dau o concordanță și mai bună. De aceea, deplasarea periheliului planetei Mercur este considerată ca una din cele mai importante confirmări observaționale ale teoriei relativității generale.

Asemenea deplasări au loc și la alte planete, dar valorile lor numerice sînt mai mici.

Capitolul 8

ELEMENTE DE COSMONAUTICĂ

În zilele noastre s-a realizat unul din visurile milenare ale omului, zborul său în spaţiul cosmic. Acest vis s-a transformat în realitate după crearea de către om a mijloacelor tehnice capabile să realizeze aşa-numitele *viteze cosmice*. Între aceste mijloace rolul hotărîtor îl joacă racheta, aparat de propulsie la realizarea căruia şi-au adus contribuţia savanţii şi constructorii K.E. Ţiolkovski, H. Oberth (originar din România), R.H. Goddard, W. Braun, S.P. Koroliov şi alţii.

§ 8.1. Racheţa de lansare

O rachetă este formată din următoarele părţi principale:
(a) *Racheta propriu-zisă* — cuprinde fuselajul, rezervoarele de combustibil, motorul rachetei şi aparatele auxiliare (pentru programarea zborului, poziţionare etc.).
(b) *Combustibilul* — compus din carburant şi comburant (oxidant), prin arderea căruia se dezvoltă presiunile necesare asigurării propulsiei rachetei.
(c) *Sarcina utilă* este corpul (aparatul) transportat de rachetă pentru a fi lansat ca satelit artificial, rachetă cosmică etc., în vederea îndeplinirii unei misiuni ştiinţifice sau practice concrete. Aceasta este partea cea mai mică a unei rachete (ca masă şi dimensiuni), dar cea mai importantă, deoarece ea realizează scopul propus.

1°. **Motorul rachetei.** Forţa de propulsie a rachetei se realizează cu ajutorul *motorului cu reacţie* — motor care asigură mişcarea unui vehicul pe baza propulsiei create de un jet reactiv format din particule materiale.

Motoarele cu reacţie se împart în două categorii principale: *reactoare* şi *motoare racheţă*. Primele utilizează drept comburant aerul atmosferic, de aceea navele înzestrate cu reactoare nu pot depăşi limitele atmosferei terestre. Motoarele reactoare se utilizează frecvent la avioane şi la rachete-sondă. Neprezentînd interes pentru zborurile cosmice nu ne vom opri asupra lor.

Navele propulsate cu motoare racheţă, au la bord comburant, care asigură arderea carburantului, de aceea aceste motoare pot funcţiona atît în atmosferă cît şi în vid, permiţînd realizarea unor misiuni în spaţiul cosmic.

După natura jetului de reacţie, motoarele racheţă se împart în patru clase:

(1) *Motoare cu jet de gaze*. Pînă în prezent acestea sînt singurele motoare racheţă utilizate pe scară largă. Ele se subdivid în trei tipuri:

(a) *Motoare cu combustibil solid*. Aceste motoare au avantajul unei construcţii simple, dar sînt folosite mai mult la rachetele auxiliare, deoarece combustibilii solizi asigură doar o durată scurtă de funcţionare a motorului.

(b) *Motoare cu combustibil lichid*. Acestea sînt motoarele cele mai frecvent utilizate în prezent, avînd o eficienţă cu 15—25% mai mare decît cele cu combustibili solizi.

(c) *Motoare termoatomice*. Încălzirea gazelor care dau naştere jetului propulsor este asigurată, în acest caz, de o sursă de energie nucleară.

(2) *Motoare nucleare*. La aceste motoare jetul este format din produsele reacţiilor nucleare, „combustibilul" fiind hidrogenul. Ele prezintă numeroase avantaje: viteza de ejecţie mare, consumul foarte mic, randamentul foarte mare.

(3) *Motoarele ionice*. Principiul lor de funcţionare este accelerarea ionilor într-un cîmp electric sau (şi) magnetic. Fasciculul de ioni accelerați formează jetul de reacţie, utilizîndu-se ioni de mercur, cesiu şi gaze nobile (argon, neon, kripton şi xenon). Motoarele ionice sînt de mai multe tipuri, dar nu ne oprim asupra lor, deoarece se află încă în faza experimentală.

(4) *Motoare fotonice*. Asemenea motoare ar urma să funcţioneze în modul următor. În focarul unei oglinzi sferice sau parabolice se ciocnesc două fascicule de particule: unul de protoni, celălalt de antiprotoni. Din procesul de anihilare materie — antimaterie ar rezulta jetul reactiv de fotoni. Navele dotate cu motoare fotonice ar fi singurele nave care ar putea atinge viteze apropiate de viteza luminii. Construcţia unor asemenea motoare racheţă prezintă dificultăţi enorme, de aceea ele nu se găsesc

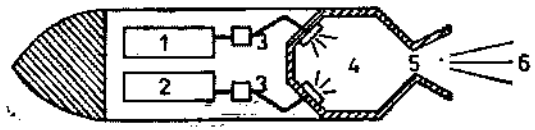


Fig. 8.1. Schema motorului rachetă cu combustibil lichid: 1 — carburantul; 2 — oxidantul; 3 — sistemul de alimentare cu combustibil; 4 — camera de ardere; 5 — ajutajul; 6 — jetul reactiv.

nici măcar în fază de proiect. Se consideră că acestea vor fi motoarele rachetă ale viitorului.

În misiunile spațiale actuale, rolul hotărîtor îl joacă motorul rachetă cu combustibili lichizi, pe care îl descriem mai jos. El se compune din camera de ardere terminată cu ajutajul pentru expulzarea jetului de gaze, turbina cu pompe ce servește la injectarea carburantului și comburantului și accesoriile motorului (instalația pentru controlul regimului optim de funcționare, conductele de legătură, sistemul de răcire etc.). Părțile principale și funcționarea unui motor rachetă cu combustibil lichid sînt prezentate schematic în fig. 8.1.

Combustibilii lichizi mai frecvent utilizați sînt următorii:

— Carburantul — compuși din hidrogen sau hidrocarburi din seria naftenică,

— Comburantul — oxigen lichid sau fluorină.

O rachetă care utilizează combustibili lichizi este racheta gigantică în trei trepte *Saturn V*, cea mai mare și cea mai puternică rachetă construită pînă în prezent (fig. 8.2). Ea are o lungime de 108 m, un diametru de 10 m la bază și o masă de 3000t, din care 91% reprezintă masa combustibilului. Cu ajutorul acestei rachete s-au realizat cele mai importante misiuni spațiale americane (inclusiv programul *Apollo*). Comparabile cu aceasta sînt marile rachete sovietice care au realizat misiunile spațiale *Soiuz* și *Saliut* (fig. 8.3).

Racheta care transportă sarcina utilă (viitorul corp ceresc artificial) de la rampa de lansare pînă în puctul de plasare pe orbită se numește *rachetă de lansare* sau *rachetă purtătoare*. Aceasta nu trebuie confundată cu *racheta cosmică* — corp ceresc artificial a cărui viteză inițială (la plasarea pe orbită) este cel puțin egală cu a doua viteză cosmică (cf. §8.3). Nu este exclus ca racheta cosmică să dispună, ea însăși, de o mică rachetă, necesară pentru eventuale corectări ale orbitei.

Fig. 8.2. Racheta Saturn V pe rampa de lansare.

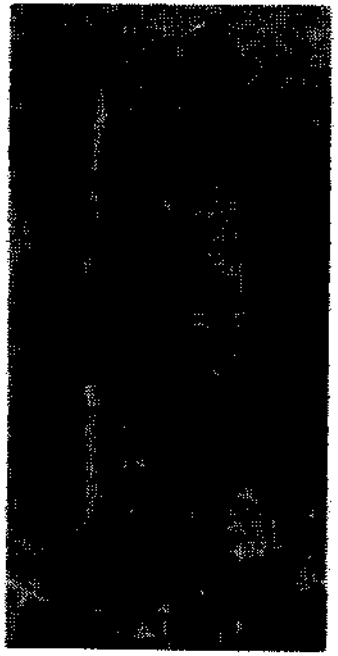


Fig. 8.3. Racheta purtătoare a navei cosmice Soiuz pe rampa de lansare.

Mai departe vom vedea cum poate fi utilizată racheta (de lansare) pentru realizarea de corpuri cerești artificiale (sateliți, rachete cosmice).

În cele ce urmează, prin rachetă (de lansare) vom înțelege un vehicul ce se deplasează datorită acțiunii forței de propulsie a unui jet de gaze, jet care ia naștere prin arderea unui combustibil situat în interiorul rachetei și este ejectat din aceasta prin ajutaje cu viteză foarte mare.

§ 8.2. Mișcarea pe partea activă a traiectoriei

Pentru realizarea unei orbite de corp ceresc artificial (satelit, rachetă cosmică), obiectului lansat în spațiul cosmic (sarcinii utile) trebuie să i se imprime o anumită viteză inițială v_0 (sufi-

cient de mare). Această viteză (de ordinul vitezelor cosmice, cf. § 8.3) trebuie realizată la o altitudine H suficient de mare (peste 150—200 km), deasupra atmosferei terestre dense, pentru a evita aprinderea obiectului în urma frînării atmosferice. Transportul corpului lansat în spațiu, de la rampa de lansare pînă la punctul de plasare pe orbită și accelerarea lui de la viteza 0 pînă la viteza v_0 se efectuează cu ajutorul rachetei de lansare.

Partea traiectoriei corpului ceresc artificial de la rampa de lansare pînă în punctul de plasare pe orbită se numește *partea activă a traiectoriei*. Pe acest arc al traiectoriei, obiectul lansat se mișcă împreună cu racheta purtătoare, iar rolul preponderent în determinarea traiectoriei îl are *forța de reacție* imprimată de motoarele rachetei. Mișcarea pe partea activă a traiectoriei se efectuează după legile de mișcare ale punctului de masă variabilă, studiate de Mecanică.

Modelul mecanic al rachetei, considerată ca punct material de masă variabilă, a fost sudiat de I.V. Mescerski și T. Levi-Civită în prima parte a secolului nostru (independent unul de altul). Ei au obținut următoarea ecuație de mișcare a punctului material de masă variabilă.

$$m\frac{\mathrm{d}\vec{v}}{\mathrm{d}t} = \vec{F} + \frac{\mathrm{d}m}{\mathrm{d}t}\vec{u} \tag{8.1}$$

numită ecuația lui Mescerski și Levi-Civită. În ecuația (8.1) $m = m(t)$ este masa punctului (variabilă în raport cu timpul t), $\vec{v} = \vec{v}(t)$ este viteza punctului la un moment dat, $\vec{F}$ este rezultanta forțelor exterioare, iar $\vec{u}$ este viteza relativă cu care sînt ejectate particulele. Mărimea $\vec{R} = \frac{\mathrm{d}m}{\mathrm{d}t}\vec{u}$ are dimensiunea de forță și se numește *forță reactivă* ($\mathrm{d}m/\mathrm{d}t < 0$ în cazul ejectării de particule).

Ca o aplicație a ecuației (8.1) vom deduce, în continuare, formula lui Țiolkovski. În acest scop considerăm mișcarea rachetei (asimilată cu un punct material de masă variabilă) în cîmpul gravitațional al Pămîntului. Neglijînd rezistența aerului, forța $\vec{F}$ se reduce la greutatea $\vec{\mathcal{G}}$ a rachetei. Deoarece mișcarea sub acțiunea forței de reacție durează un timp relativ scurt (altitudinea H este mică față de raza terestră), putem neglija variația accelerației gravitaționale cu altitudinea, deci $\vec{\mathcal{G}} = m\vec{g}$, unde

$|\vec{g}| = g$ este accelerația gravitațională la suprafața Pămîntului. Atunci ecuația (8.1) se scrie

$$m\frac{\mathrm{d}\vec{v}}{\mathrm{d}t} = m\vec{g} + \frac{\mathrm{d}m}{\mathrm{d}t}\vec{u} \tag{8.2}$$

În general vectorul $\vec{u}$ este opus vitezei $\vec{v}$, iar mărimea lui $\vec{u}$, u este constantă, viteza de ejecție a gazelor prin ajutaje fiind de ordinul a 3—4 km/s. Se poate demonstra că în aceste condiții (și chiar în condiții mai generale, cînd se ia în considerare variația lui $\vec{g}$ cu altitudinea și influența rezistenței atmosferei asupra mișcării) traiectoria este plană.

La început mișcarea rachetei are loc pe verticală, iar pentru obținerea formulei lui Țiolkovski este suficient să ne limităm la acest caz particular. În proiecție pe verticală, ecuația (8.2) devine

$$\frac{\mathrm{d}v}{\mathrm{d}t} = -g - \frac{1}{m}\frac{\mathrm{d}m}{\mathrm{d}t}\cdot u \tag{8.3}$$

Integrînd ecuația (8.3) (în care $g = \text{const.}$, $u = \text{const.}$), cu condițiile inițiale $v(0) = 0$, $m(0) = m_0$ — masa inițială (a rachetei propriu-zise, a combustibilului și a sarcinii utile) obținem viteza rachetei la un moment dat

$$v = -gt + u \ln\frac{m_0}{m} \tag{8.4}$$

La momentul $t = t_f$ cînd se termină combustibilul, $m = m_f$ (masa rachetei propriu-zise și a sarcinii utile), iar viteza rachetei v_f va fi

$$v_f = -gt_f + u \ln\frac{m_0}{m_f} \tag{8.5}$$

Timpul t_f fiind relativ scurt, termenul $-gt_f$ se poate neglija și obținem

$$v_f \simeq u \ln\frac{m_0}{m_f} \tag{8.6}$$

aceasta fiind formula lui Țiolkovski.

Dacă notăm cu m_c masa combustibilului ($m_0 = m_c + m_f$), atunci din (8.6) obținem masa de combustibil necesară pentru a obține o viteză finală v_f dată

$$m_c = m_f(e^{\frac{v_f}{v}} - 1) \tag{8.7}$$

Această formulă arată că masa combustibilului crește exponențial cu v_f. Pentru a obține o viteză finală v_f de ordinul vitezelor cosmice ar trebui utilizată o cantitate foarte mare de combustibil, ceea ce prezintă numeroase inconveniente tehnice. Pentru înlăturarea acestui neajuns se utilizează rachete în (2, 3, 4) trepte care funcționează succesiv și se desprind de racheta purtătoare pe măsura epuizării combustibilului corespunzător.

Pentru calculul vitezei rachetei la un moment dat cu ajutorul formulei (8.4) trebuie cunoscută legea de variație a masei cu timpul. În aplicații se utilizează frecvent legea liniară

$$m = m_0 - \alpha t, \ \alpha = \text{const} > 0 \tag{8.8}$$

sau legea exponențială

$$m = m_0 e^{-\beta t}, \ \beta = \text{const} > 0 \tag{8.9}$$

La determinarea precisă a traiectoriei (plane a) rachetei, pe baza ecuației (8.1) se ține seama de prezența rezistenței atmosferei și de variația lui $\vec{g}$ de-a lungul traiectoriei, integrarea ecuației efectuîndu-se numeric cu ajutorul calculatorului electronic. Pentru realizarea de sateliți artificiali sau rachete cosmice, în momentul desprinderii corpului plasat pe orbită de ultima treaptă a rachetei purtătoare, viteza acestuia trebuie să formeze, cu verticala locului punctului de plasare pe orbită, un unghi α_0 apropiat de $\pi/2$. Acest unghi se realizează prin teleghidare, racheta purtătoare schimbîndu-și treptat orientarea de la direcția verticalei locului de lansare pînă la realizarea unghiului cerut în punctul de plasare pe orbită.

§ 8.3. Mișcarea pe partea pasivă a traiectoriei. Sateliți artificiali și rachete cosmice

În momentul realizării valorilor (stabilite dinainte) ale parametrilor v_0, H și α_0 (viteza inițială a corpului plasat pe orbită, altitudinea punctului în care se face plasarea pe orbită și unghiul

format de verticala acestui punct cu $\vec{v}_0$) se desprinde ultima treaptă a rachetei purtătoare. Mai departe, forța preponderentă în mișcarea corpului lansat în spațiu este forța atracției universale, iar partea corespunzătoare a traiectoriei se numește *partea pasivă a traiectoriei* sau *orbita corpului ceresc artificial*. Să vedem cum se determină elementele corespunzătoare ale orbitei.

1°. **Orbita satelitului artificial al Pământului.** Mișcarea corpurilor cerești artificiale poate fi descrisă cu ajutorul ecuațiilor problemei celor două corpuri (considerînd — în prima aproximație — mișcarea neperturbată). Orbita unui satelit artificial al Pământului poate fi determinată cu ajutorul a șase parametri, numiți elemente orbitale, la fel ca și orbita unei planete. Pământul fiind în focarul orbitei, aici se ia ca plan fundamental de referință planul ecuatorului terestru. Definițiile elementelor orbitale sînt analoage cu cele din § 7.4 (termenii „periheliu" — „afeliu" se înlocuiesc cu termenii „perigeu" — „apogeu").

Să considerăm mișcarea satelitului față de Pământ (presupus fix), în planul orbitei. Fie axa Tx, orientată după verticala punctului S_0 în care se face plasarea pe orbită (fig. 8.4). Considerăm Pământul sferic de rază R. Cele trei constante (cunoscute) H, v_0, α_0 se numesc parametrii de lansare ai satelitului artificial al Pământului.

Din problema celor două corpuri, rezultă că orbita satelitului este o conică de ecuație (cf. ec. (7.34) — (7.36))

$$r = \frac{p}{1 + e\cos(\theta - \theta_0)} \tag{8.10}$$

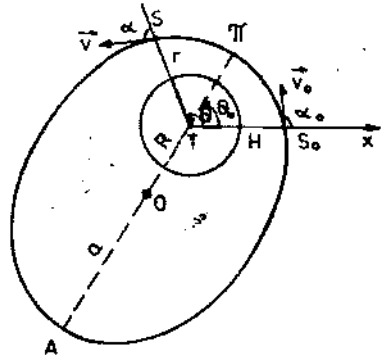


Fig. 8.4. Orbita satelitului artificial.

unde p, e, θ_0 sînt parametrii orbitei satelitului artificial. Presupunînd că se cunosc parametrii de lansare ai satelitului, să determinăm parametrii orbitei sale.

Condiţiile iniţiale în punctul de plasare pe orbită, S_0, sînt următoarele: $r(0) = r_0 = R + H$, unde raza Pămîntului, R — este dată (a se vedea cap. 5), $\theta(0) = 0$, $v(0) = v_0$, $(\vec{r}_0, \vec{v}_0) = \alpha_0$.

Vom determina, mai întîi, parametrul conicei, p.

Din ecuaţia (7.20) rezultă pentru constanta ariilor, C:

$$C = |\vec{r} \times \vec{v}| = |\vec{r}_0 \times \vec{v}_0| = r_0 v_0 \sin(\vec{r}_0, \vec{v}_0) = \\ = (R + H) v_0 \sin \alpha_0 \tag{8.11}$$

Putem neglija masa satelitului m, faţă de masa Pămîntului, $m_\oplus$, deci $\mu = G(m_\oplus + m) \simeq G m_\oplus$, iar din ecuaţia (5.12) avem

$$G m_\oplus = g R^2 \tag{8.12}$$

unde acceleraţia gravitaţională (medie) a Pămîntului este dată.

Introducînd expresiile (8.11), (8.12) în prima formulă (7.35), obţinem parametrul conicei, p

$$p = \frac{C^2}{\mu} = \frac{(R + H)^2 v_0^2 \sin^2 \alpha_0}{g R^2} \tag{8.13}$$

În continuare, vom determina excentricitatea conicei, e. Din integrala energiei (7.18), scrisă pentru momentul iniţial, rezultă constanta energiei

$$h = v_0^2 - \frac{2\mu}{r_0} = v_0^2 - \frac{2gR^2}{R + H} \tag{8.14}$$

Introducînd expresiile (8.11), (8.12) şi (8.14) în a doua ecuaţie (7.35), obţinem excentricitatea, e,

$$e = \sqrt{1 + \left(v_0^2 - \frac{2gR^2}{R + H}\right) \frac{(R + H)^2 v_0^2 \sin^2 \alpha_0}{g^2 R^4}} \tag{8.15}$$

În fine, vom determina unghiul θ_0 (orientarea orbitei în planul său). În acest scop, din ecuaţia orbitei (8.10) vom exprima pe cos $(\theta - \theta_0)$. Avem

$$\cos(\theta - \theta_0) = \frac{p - r}{re} = \frac{p}{re} - \frac{1}{e}$$

Derivînd relaţia în raport cu θ, obţinem

$$-\sin(\theta - \theta_0) = -\frac{p}{r^2 e}\frac{dr}{d\theta} = -\frac{p}{re}\operatorname{ctg}\alpha$$

unde α este unghiul format de viteza $\vec{v}$ cu raza vectoare $\vec{r}$, într-o poziţie oarecare a satelitului pe orbită. Împărţind aceste două relaţii, obţinem

$$\operatorname{tg}(\theta - \theta_0) = \frac{p \operatorname{ctg}\alpha}{p - r}$$

Introducînd în această ecuaţie condiţiile iniţiale şi ţinînd seama de expresia (8.13) a lui p, rezultă

$$\operatorname{tg}\theta_0 = \frac{(R + H) v_0^2 \sin\alpha_0 \cos\alpha_0}{gR^2 - (R + H) v_0^2 \sin^2\alpha_0} \tag{8.16}$$

Deci orbita neperturbată a corpului ceresc artificial este descrisă de ecuaţia (8.10), parametrii ei fiind determinaţi prin ecuaţiile (8.13), (8.15), (8.16).

2°. **Clasificarea orbitelor. Sateliţi artificiali şi rachete cosmice.** Natura orbitei depinde de valoarea excentricităţii e, dată de (8.15). Sînt posibile următoarele orbite (pentru lansarea din S_0).

(1) *Orbita circulară.* Dacă $\alpha_0 = \pi/2$, $e = 0$, din (8.15) obţinem

$$v_0 \equiv v_{circ} = R\sqrt{\frac{g}{R + H}} \tag{8.17}$$

Viteza iniţială v_{circ}, corespunzătoare orbitei circulare se numeşte *viteza circulară*. Punînd $H = 0$, $R = 6371$ km; $g = 9{,}81$ m/s^2, obţinem valoarea ei la suprafaţa Pămîntului,

$$v_{circ}\,(H = 0) \equiv v_{01} = \sqrt{Rg} = 7{,}9 \text{ km/s} \tag{8.18}$$

numită *prima viteză cosmică* faţă de Pămînt.

(2) *Orbite eliptice:* Pentru a obţine orbite eliptice, trebuie ca $0 < e < 1$. Pentru a realiza o orbită în jurul Pămîntului, mai trebuie pusă condiţia ca aceasta să nu intersecteze suprafaţa Pămîntului, adică

$$r_\pi = \frac{p}{1 + e} > R \tag{8.19}$$

De aici rezultă că unghiul α_0 trebuie să satisfacă condiția

$$|\sin \alpha_0| > \frac{R}{R+H}; \tag{8.20}$$

în timp ce viteza inițială trebuie să fie cuprinsă între limitele

$$v_{0\,min} < v_0 < v_{parab}, \tag{8.21}$$

unde

$$v_{0\,min} = R\sqrt{\frac{2gRH}{(R+H)[(R+H)^2 \sin^2\alpha_0 - R^2]}} \tag{8.22}$$

este viteza inițială minimă cu care se poate realiza un satelit artificial al Pământului, la altitudinea H (se observă că $v_{0\,min}$ este puțin mai mic decît v_{circ} — a se vedea și fig. 8.5); iar v_{parab} este dat de formula (8.23).

(3) *Orbita parabolică*. Dacă $e = 1$ (oricare ar fi $\alpha_0 \neq \pi$), din formula (8.15) obținem

$$v_0 \equiv v_{parab} = R\sqrt{\frac{2g}{R+H}} = v_{circ}\sqrt{2} \tag{8.23}$$

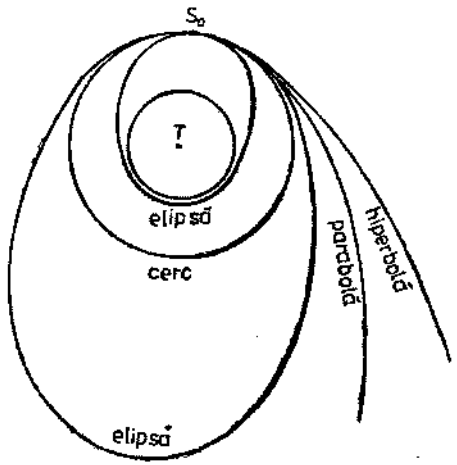


Fig. 8.5. Orbite de sateliți artificiali și rachete cosmice.

Viteza inițială v_{parab}, corespunzătoare orbitei parabolice se numește *viteză parabolică*. Punînd $H = 0$ și valorile cunoscute pentru R și g obținem valoarea ei la suprafața Pămîntului

$$v_{parab}\ (H = 0) \equiv v_{02} = \sqrt{2Rg} = 11{,}2 \text{ km/s} \tag{8.24}$$

numită *a doua viteză cosmică* față de Pămînt.

(4) *Orbite hiperbolice*. Pentru a obține o orbită hiperbolică, trebuie ca $e > 1$. Din formula (8.15) rezultă

$$v_0 > v_{parab} \tag{8.25}$$

Corpurile cerești artificiale care descriu orbite circulare și eliptice în jurul Pămîntului, se numesc *sateliți artificiali ai Pămîntului*. Dacă $v_0 \geqslant v_{parab}$, (viteza parabolică se mai numește și *viteză de evadare*), corpul evadează din vecinătatea Pămîntului. Corpurile cerești artificiale care se mișcă pe orbite parabolice și hiperbolice față de Pămînt se numesc *rachete cosmice* (nu trebuie confundate cu rachetele purtătoare).

Pentru ca un corp lansat de pe Pămînt să evadeze din sistemul solar (din vecinătatea Soarelui) trebuie să aibă o viteză inițială $v_0 \geqslant v_{03} = 16{,}6$ km/s, unde v_{03} este *a treia viteză cosmică* față de Pămînt. În sfîrșit, pentru evadarea din Galaxia noastră este necesară realizarea celei de *a patra viteze cosmice*, $v_{04} = 290$ km/s.

Formulele deduse mai sus se pot aplica și pentru sateliții artificiali ai altor corpuri cerești, diferind numai valorile numerice. Asemenea sateliți s-au realizat în jurul Lunii și planetei Marte.

3°. **Perturbații în mișcarea sateliților artificiali ai Pămîntului și a rachetelor cosmice.** În descrierea exactă a mișcării unui satelit artificial (sau a unei rachete cosmice) trebuie să se țină seama de rotația Pămîntului, de aceea mișcarea satelitului se va considera în spațiu, iar proiecția orbitei pe suprafața terestră va fi un fel de spirală.

Formulele prezentate înainte pentru mișcarea corpului ceresc artificial sînt valabile numai în prima aproximație (în măsura în care este valabil modelul matematic al problemei celor două corpuri). Ele descriu mișcarea *neperturbată (kepleriană)* a corpului considerat. Dată fiind masa mică a corpului ceresc artificial, orbita sa va suferi influența a numeroase forțe perturbatoare. Principalii factori perturbatori care influențează mișcarea unui corp ceresc artificial sînt următorii:

(1) *Factori perturbatori de natură gravitațională.* Cei mai importanți sînt:

(a) *Necentralitatea cîmpului gravitațional terestru.* Pămîntul nu este sferic, ci e turtit la poli, cîmpul său gravitațional nefiind echivalent cu cel al unei sfere. Forța perturbatoare ce provine din turtirea Pămîntului (cea mai importantă) are ca efect *precesia orbitei* (variația longitudinii nodului ascendent Ω cu timpul) și *deplasarea perigeului* (variația argumentului perigeului ω cu timpul).

(b) *Atracția luni-solară.* Orbitele corpurilor cerești artificiale vor fi perturbate sub acțiunea atracției gravitaționale exercitate de alte corpuri din sistemul solar. Pentru mișcarea în vecinătatea Pămîntului, principalele perturbații de acest tip sînt cele legate de atracțiile exercitate de Lună și Soare.

(c) *Atracția celorlalte planete.* În cazul zborurilor interplanetare, orbita corpului ceresc artificial (navei cosmice) va putea fi puternic perturbată de atracțiile exercitate de celelalte planete la apropierea de acestea. Perturbații puternice vor produce, în primul rînd, planetele gigante: Jupiter, Saturn, Uranus și Neptun.

(2) *Factori perturbatori de natură negravitațională.* Cei mai importanți sînt:

(a) *Rezistența atmosferei terestre.* Pînă la altitudinea de circa 1000 km rezistența (frînarea) atmosferică este principalul factor perturbator negravitațional. Forța de rezistență are mărimea

$$\mathcal{R} = \frac{1}{2} KS\rho v^2 \tag{8.26}$$

unde S este aria secțiunii maxime, normale la viteză, a satelitului, ρ este densitatea atmosferei în punctul în care se găsește satelitul la un moment dat, v este viteza satelitului, iar K un coeficient aerodinamic (depinzînd de forma satelitului). Forța de rezistență $\vec{\mathcal{R}}$ este dirijată pe direcția vitezei $\vec{v}$, în sens opus ei, fiind o forță disipativă (frînează mișcarea satelitului, disipează energia mecanică).

(b) *Presiunea radiației solare.* Aceasta este importantă la altitudini mari, pentru sateliți care au dimensiuni mari și masa relativ mică, de exemplu sateliți balon de tipul Echo și Pageos.

(c) *Influența cîmpului magnetic terestru* — poate fi pusă în evidență, de asemenea, la altitudini mari.

Desigur, diferiții factori perturbatori nu acționează separat, iar efectele acțiunii lor asupra mișcării corpurilor cerești artificiale se suprapun. Preponderența unora sau altora din factorii perturbatori depinde de caracteristicile constructive și orbitale ale corpului ceresc artificial.

4°. **Paradoxul sateliților artificiali.** Perioada P de revoluție siderală a satelitului artificial (în jurul Pămîntului) rezultă din legea a III-a a lui Kepler (exactă) (7.37). avînd expresia

$$P = 2\pi\mu^{-1/2}\ a^{3/2} \tag{8.27}$$

Pe de altă parte, din (7.41) pentru semiaxa mare a avem

$$a = -\mu/h \tag{8.28}$$

Pentru orbite eliptice constanta energiei h, este negativă (cf. (7.23)). Din integrala energiei (7.18) rezultă că energia totală a satelitului este $mh/2$. Sateliții artificiali ai Pămîntului au orbite eliptice și deoarece (în general) se mișcă în atmosferă, suferă influența forței de rezistență atmosferică (de forma (8.26)), care este o forță disipativă (neconservativă). De aceea energia totală a satelitului $mh/2$ și constanta energiei h vor scădea cu timpul. Cum $h < 0$, înseamnă că $|h|$ crește cu timpul. Din (8.27) (8.28) pentru viteza medie v_m pe orbită rezultă

$$v_m = \frac{2\pi a}{P} = |h|^{1/2} \tag{8.29}$$

Prin urmare, *ca rezultat al frînării atmosferice, un satelit artificial se mișcă mai repede în jurul Pămîntului* (viteza lui medie crește cu timpul, nu scade așa cum s-ar părea). Acesta este așa-numitul paradox al sateliților, care se explică astfel. Micșorarea lui h (creșterea lui $|h|$) are ca efect micșorarea semiaxei mari a orbitei, adică apropierea orbitei de suprafața Pămîntului. Mișcîndu-se în regiuni în care intensitatea cîmpului gravitațional este din ce în ce mai mare, satelitul va fi accelerat în mișcarea sa, deci în urma frînării atmosferice viteza lui medie crește.

Pe măsura apropierii orbitei satelitului de suprafața terestră (în spirală) se realizează și circularizarea acesteia. Trecînd prin straturi atmosferice din ce în ce mai dense, ca efect al frînării temperatura la suprafața satelitului crește relativ repede. La o altitudine de circa 100—150 km căldura provenită din disiparea energiei mecanice (frînare) va dezintegra satelitul prin ardere.

§ 8.4. Sfera de gravitație și sfera de acțiune

1°. **Sfera de gravitație.** Să considerăm două corpuri cerești (asimilabile prin puncte materiale), de mase $\mathfrak{M}$, m ,($\mathfrak{M} > m$), și un punct material de masă m_1, ($m_1 << \mathfrak{M}$, $m_1 << m$), care se mișcă sub acțiunea atracției exercitate de cele două corpuri. Se pune următoarea problemă: să se determine locul geometric al punctelor din spațiu în care atracțiile exercitate de $\mathfrak{M}$ și m asupra lui m_1 sînt egale ca mărime.

Să considerăm un sistem de referință $mxyz$, tridreptunghic, cu originea în m și axa mx orientată spre $\mathfrak{M}$. Fie a distanța dintre masele m, $\mathfrak{M}$ și $\vec{r}_1$, $\vec{r}_2$ vectorii de poziție ai masei m_1 (x, y, z) față de masele m și $\mathfrak{M}$ (fig. 8.6). Forțele $\vec{f}$ și $\vec{F}$ cu care masele m, $\mathfrak{M}$ atrag masa m_1 au expresiile

$$\vec{f} = -\frac{Gmm_1}{r_1^2}\cdot\frac{\vec{r}_1}{r_1}, \quad \vec{F} = -\frac{G\mathfrak{M}m_1}{r_2^2}\cdot\frac{\vec{r}_2}{r_2} \tag{8.30}$$

Din condiția ca cele două forțe să fie egale ca mărime rezultă ecuația

$$\left(x + \frac{m}{\mathfrak{M} - m}a\right)^2 + y^2 + z^2 - \frac{\mathfrak{M}m}{(\mathfrak{M} - m)^2}a^2 = 0, \tag{8.31}$$

adică locul geometric căutat este o sferă, numită *echigravisferă* (a maselor m, $\mathfrak{M}$).

Este clar că în interiorul echigravisferei predomină atracția exercitată de masa m, acesta reprezentînd *domeniul de gravitație* (sau *sfera de gravitație*) al corpului de masă mai mică. Exte-

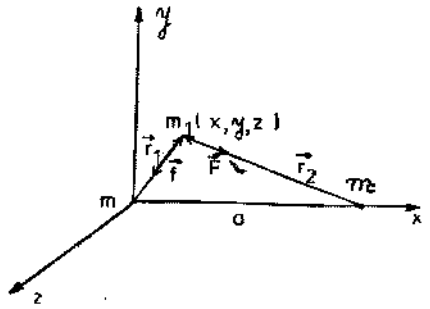


Fig. 8.6. Pentru definiția sferei de gravitație.

riorul echigravisferei va constitui (în absența altor corpuri), *domeniul de gravitație* al corpului de masă $\mathfrak{M}$.

Centrul echigravisferei $C\left(-\frac{m}{\mathfrak{M} - m}a, 0, 0\right)$ este situat pe dreapta ce unește punctele m și $\mathfrak{M}$, în afara segmentului $m\mathfrak{M}$, de partea masei m, la distanța

$$d = \frac{m/\mathfrak{M}}{1 - m/\mathfrak{M}}a \tag{8.32}$$

de aceasta. Raza echigravisferei este

$$R_e = \frac{\sqrt{m/\mathfrak{M}}}{1 - m/\mathfrak{M}}a \tag{8.33}$$

Formulele (8.32) și (8.33) arată că poziția relativă a centrului echigravisferei și raza ei depind numai de raportul celor două mase m, $\mathfrak{M}$ (nu și de valorile lor absolute).

Ca exemple de mișcare a unei mase mici sub acțiunea atracțiilor exercitate de două mase mult mai mari amintim: mișcarea unui asteroid în sistemul Soare-Jupiter, mișcarea unei rachete cosmice în sistemul Pămînt-Lună, mișcarea unei rachete în sistemul Soare — Pămînt etc.

În cazul sistemului Pămînt—Lună, luînd $a = 384\,400$ km și $m/\mathfrak{M} \simeq 1/81$, rezultă $R_e = 43\,000$ km și $d = 4800$ km, centrul echigravisferei fiind situat dincolo de Lună (față de Pămînt).

2°. **Sfera de acțiune.** Mișcarea masei m_1 sub influența atracțiilor exercitate de masele $\mathfrak{M}$ și m o putem studia în raport cu oricare din cele două mase, adică originea sistemului de referință poate fi plasată fie în $\mathfrak{M}$, fie în m. Se pune întrebarea: cum este mai convenabilă alegerea originii sistemului de referință (în $\mathfrak{M}$ sau în m?), pentru a ușura studiul mișcării?

Masa m_1 sub acțiunea forței de atracție $\vec{F}$ ar descrie față de masa $\mathfrak{M}$ o orbită kepleriană, dacă n-ar interveni o forță perturbatoare $\Delta\vec{f}$ din partea masei m. Invers, masa m_1 sub acțiunea forței de atracție $\vec{f}$ ar descrie o orbită kepleriană față de masa m, dacă n-ar interveni o forță perturbatoare $\Delta\vec{F}$ din partea masei $\mathfrak{M}$.

Regiunea din spațiu în care are loc inegalitatea

$$\frac{\Delta F}{f} < \frac{\Delta f}{F} \tag{8.34}$$

se numește *domeniu de acțiune* al corpului de masă m în raport cu corpul de masă $\mathfrak{M}$. În interiorul acestui domeniu este convenabil să se considere corpul de masă m drept corp central, iar corpul de masă $\mathfrak{M}$ — corp perturbator. Regiunea din spațiu în care inegalitatea (8.34) se inversează (semnul $<$ se înlocuiește cu $>$) se numește *domeniu de acțiune* al corpului de masă $\mathfrak{M}$ în raport cu corpul de masă m. În acest domeniu $\mathfrak{M}$ va fi masa centrală, iar m masa perturbatoare.

Se poate demonstra că suprafața de separare a celor două domenii de acțiune este, de asemenea, o sferă de rază

$$R_a \simeq \left(\frac{m}{\mathfrak{M}}\right)^{2/5} a \qquad (8.35)$$

Interiorul acestei sfere a fost numit de Laplace *sfera de acțiune* (domeniul de acțiune) al corpului ceresc cu masă mai mică în raport cu cel avînd masa mai mare.

Desigur, noțiunea de sferă de acțiune are o semnificație mecanică mai profundă decît noțiunea de sferă de gravitație. Dacă se studiază mișcarea unei rachete cosmice în sistemul Pămînt-Lună, în afara sferei de acțiune a Lunii mișcarea se consideră geocentrică (originea sistemului de referință se ia în centrul Pămîntului), iar în interiorul sferei de acțiune a Lunii mișcarea se consideră selenocentrică (originea sistemului de referință se ia în centrul Lunii). Cu formula (8.35), pentru raza sferei de acțiune a Lunii se obține $R_a = 66\,000$ km (mai mare decît raza sferei de gravitație).

Dacă de pe Pămînt se lansează o rachetă cosmică pe o orbită circumsolară, în interiorul sferei de acțiune a Pămîntului (față de Soare) mișcarea se consideră geocentrică, iar în exteriorul acestei sfere, mișcarea se consideră heliocentrică. Dacă ulterior racheta intră în sfera de acțiune a unei planete (față de Soare), mișcarea se va considera planetocentrică (în raport cu planeta respectivă).

În tabelul 2 sînt date razele sferelor de acțiune ale planetelor mari în raport cu Soarele.

Se observă că Neptun are cea mai mare sferă de acțiune, nu Jupiter (gigantul sistemului nostru planetar), așa cum s-ar părea la prima vedere. Rezultatul se explică prin faptul că Neptun este de aproape șase ori mai departe de Soare decît Jupiter.

Noțiunea de *sferă de acțiune* se poate aplica (în mod aproximativ) și în cazul Soarelui față de Galaxie, considerînd toată

Tabelul 2

Razele sferelor de acțiune ale planetelor mari

Planeta	R_a (km)
Mercur	111 800
Venus	616 900
Pămîntul	924 820
Marte	577 000
Jupiter	58 140 000
Saturn	54 800 000
Uranus	51 710 000
Neptun	86 900 000
Pluton	36 000 000

masa acesteia concentrată în centrul ei. Luînd $\mathfrak{M}_{\text{Galaxie}} = 1 \cdot 10^{11} \div 1{,}5 \cdot 10^{11}\mathfrak{M}_\odot$ și $a = 3 \cdot 10^4$ a.l., formula (8.35) ne dă $R_{a\odot} \simeq 1$ a.l. Asta înseamnă că, practic, limitele sistemului solar se află la o distanță de ordinul anilor lumină. Materia care se găsește în această sferă este supusă acțiunii gravitaționale a Soarelui.

Pe baza unor calcule mai exacte (ce consideră distribuția spațială a cometelor), unii autori apreciază că raza sistemului solar este de circa 2 a.l.

§ 8.5. Unele rezultate ale cercetării spațiale

Era cercetărilor spațiale a început la 4 octombrie 1957 cu lansarea de către Uniunea Sovietică, de pe cosmodromul Baikonur, a primului satelit artificial al Pămîntului, *Sputnik I*. La scurtă vreme după aceasta au fost lansați sateliții *Sputnik II* și *Sputnik III*. Statele Unite ale Americii au lansat primul satelit artificial, *Explorer 1*, la 31 ianuarie 1958.

În anul 1959 s-au realizat primele zboruri în direcția Lunii, cu ajutorul rachetelor cosmice *Luna 1*, *Luna 2*, *Luna 3* (sovietice) și *Pioneer 4* (americană), care constituie începutul cercetării spațiale a satelitului natural al Pămîntului.

În cercetarea spațială s-au obținut rezultate numeroase și variate. Vom menționa numai principalele direcții de cercetare.

Rezultatele mai importante obținute cu ajutorul sateliților artificiali și al rachetelor cosmice se referă la următoarele domenii de cercetare:

1°. **Cercetarea Pământului și a spațiului circumterestru.** Principalele rezultate obținute privesc:

— Determinarea precisă a dimensiunilor și formei Pământului (cf. cap. 5). Precizarea cîmpului gravific terestru, a poziției centrului de masă și a structurii Pământului.

— Cercetarea atmosferei terestre: stratificarea atmosferei, distribuția parametrilor fizici în atmosferă (densitate, presiune, temperatură), variația compoziției chimice cu altitudinea (cf. cap. 5), punerea în evidență a zonelor de radiații Van Allen și a magnetosferei. Cercetările spațiale au revoluționat concepția asupra atmosferei terestre. Ele permit studierea corelației dintre starea fizică a atmosferei și activitatea solară, punîndu-se în evidență fluctuații periodice în valorile parametrilor fizici la o înălțime dată. În acest scop se utilizează fie măsurările directe (cu aparate plasate în sateliți), fie datele obținute din determinarea parametrilor orbitali și a variației lor datorită forței de rezistență a atmosferei. Sateliții din seria *Cosmos* realizează un program complex de studiere a atmosferei înalte, a razelor cosmice și a cîmpului magnetic terestru.

— Cercetări biologice privind influența stării de suprasolicitare, a stării de imponderabilitate îndelungată etc., asupra organismului. Experiențe biologice pe animale au precedat și pregătit lansarea omului în spațiul cosmic. Primul om care a zburat în cosmos a fost cosmonautul sovietic *Iuri Gagarin*, la 12 aprilie 1961, pe nava cosmică *„Vostok"*. Primul cosmonaut american lansat în jurul Terrei a fost John Glenn, la 20 februarie 1962, cu cabina *„Mercury-6"*. De atunci au fost lansați în spațiu numeroși cosmonauți, inclusiv în zboruri în grup, fiecare lansare avînd, pe lîngă programul principal de cercetare sau obiectivul principal de realizat, și un program de cercetări biologice.

— Utilizarea sateliților în telecomunicații — radio, televiziune, telefonie etc. În acest scop s-au realizat sateliți de tipul *Telstar*, *Molnia*, *Echo* ș.a. În același scop s-au realizat și sateliți geostaționari (sateliți de mare înălțime, rotindu-se sincron cu Pămîntul).

— Utilizarea sateliților în meteorologie. Sateliți de tipul *Tiros*, *Molnia* ș.a. au efectuat fotografierea și televizarea învelișurilor de nori în scopuri meteorologice. Prin metode radiometrice și fotografii în infraroșu se obțin date cu privire la bilanțul termic al sistemului „Pămînt-atmosferă", permițînd prevederea mai exactă a evoluției vremii. Cu ajutorul sateliților s-a reușit prevederea unor taifunuri, uragane etc.

— Realizarea de observatoare astronomice orbitale (OAO) și observatoare solare orbitale (OSO) a permis observarea Soarelui și în general a corpurilor cerești pe lungimi de undă inaccesibile de pe Pămînt (observații în ultravioletul îndepărtat și în domeniul razelor X). Astfel s-au descoperit, de exemplu, un mare număr de surse cosmice compacte de raze X (cu ajutorul satelitului *Uhuru*), din care unele se consideră a fi *găuri negre* (ex: Cyg X—1). Pentru cercetarea radiației X și gama emise de corpurile cerești, mari speranțe se pun în sateliții *HEAO 1* și *HEAO 2*, lansați în 1977, 1978.

— Realizarea de stații științifice orbitale. În acest scop Statele Unite au lansat în spațiu, pe orbită de satelit artificial al Pămîntului, laboratorul spațial *Skylab*. Echipajul *Skylab 1* a rămas în spațiu o lună de zile, *Skylab 2* — două luni, iar *Skylab 3* — două luni și jumătate (fiecare echipaj fiind format din trei persoane). Programul Skylab a avut un plan complex de cercetări: astronomice, astrofizice, geofizice, biologice, de teledetecție a resurselor terestre etc. (inclusiv cercetarea cometei Kohoutek).

Performanțele realizate în cadrul acestui program au fost depășite de cele obținute în cadrul programului sovietic *Saliut*. Astfel actualul echipaj de pe stația orbitală *Saliut 6* a petrecut peste patru luni în spațiul cosmic, efectuînd cercetări variate și complexe.

2°. **Cercetarea Lunii.** Cercetarea spațială a Lunii a început în anul 1959, cu lansarea primelor rachete cosmice din seria Luna (dintre care *Luna 3* a fotografiat fața invizibilă a Lunii). Rachete de tip *Ranger* au făcut fotografii detaliate ale Lunii (în scopul alegerii unui loc propice pentru aselenizare). Prima aselenizare lină a fost realizată cu ajutorul rachetei cosmice sovietice *Luna 9* (3 februarie 1966). Pe baza cercetărilor efectuate de sondele *Surveyor* și *Luna 13*, s-a determinat structura și compoziția solului lunar. S-au realizat sateliți artificiali ai Lunii, de tipul *Lunar Orbiter* și *Luna* care au fotografiat foarte detaliat Luna, permițînd cartografierea ei, și au studiat structura cîmpului ei gravific (evidențiindu-se mari anomalii gravifice, numite *masconi*).

Rezultate importante, asupra Lunii, au fost obținute în cadrul programului *Apollo*. La 20 iulie 1969, nava spațială *Apollo 11* (echipaj: *Armstrong*, *Aldrin*, *Collins*) a permis rea-

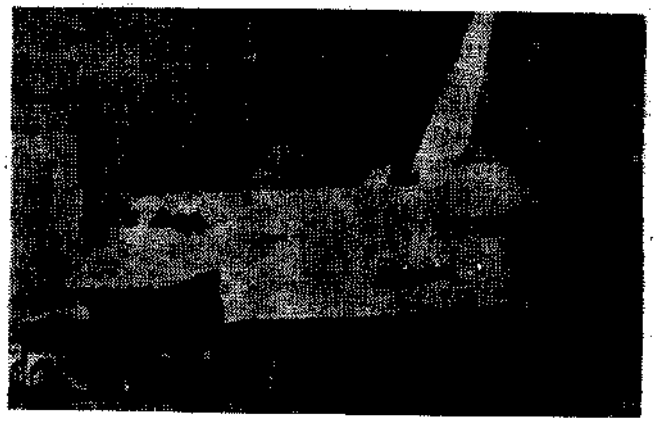


Fig. 8.7. Naveta spațială Enterprise.

lizarea primei aselenizări a omului. Armstrong și Aldrin au făcut primii pași pe Lună, aducînd mostre de sol lunar. Cercetările au fost amplificate în cursul următoarelor expediții *Apollo* (experimente seismice, înregistrarea vîntului solar și a radiației cosmice, plasarea de reflectoare LASER pe Lună etc.).

Pentru cercetarea Lunii, Uniunea Sovietică a realizat vehiculele automate *Lunohod 1* și *Lunohod 2*, care au fost depuse pe Lună și au efectuat cercetări îndelungate.

3°. **Cercetarea planetelor**

(1). *Cercetarea planetei Venus.* S-a efectuat cu ajutorul rachetelor cosmice de tip *Venera* și *Mariner*. Prima rachetă cosmică în direcția planetei Venus a fost lansată de Uniunea Sovietică, la 12 februarie 1961 (*Venera 1* care a trecut la 100 000 km distanță de planetă). Apoi la 27 august 1962 a fost lansată racheta americană *Mariner 2* (trecînd la 35 000 km distanță). Rezultate deosebit de importante asupra condițiilor fizice din atmosfera planetei și de pe solul ei, au obținut următoarele stații automate interplanetare din seria *Venera* (inclusiv *Venera 10*), precum și navele din seria *Mariner* (cf. cap. 9).

(2) *Cercetarea planetei Marte.* S-a efectuat cu ajutorul rachetelor cosmice de tip *Marte* și *Mariner* (racheta Marte 1 a fost lansată la 1 noiembrie 1962). Rachetele cosmice *Mariner 4*, *Mariner 6* și *Mariner 7* au fotografiat planeta Marte, punînd în evidență cratere pe suprafața ei, asemănătoare cu cele de pe Lună. Numeroase informații asupra atmosferei planetei și a suprafeței sale au culeș rachetele *Mariner 9* și *Marte 3*, transformate în sateliți artificiali ai lui Marte, ca și navele *Marte* lansate ulterior.

Rezultate deosebite în cercetarea planetei Marte au obținut misiunile spațiale Viking 1 și Viking 2 (cf. cap. 9).

(3) *Cercetarea planetelor Jupiter și Saturn.* Cercetarea planetei Jupiter s-a efectuat mai întîi cu ajutorul rachetei interplanetare *Pioneer 10*, care în anul 1973 a trecut la distanța de 100 000 km de planetă, obținînd informații asupra atmosferei sale și a cîmpului său magnetic. Aceste informații au fost completate în cadrul misiunii *Pioneer 11*, rachetă care a cercetat și planeta Saturn.

Rezultate inestimabile în cercetarea planetei Jupiter și a sateliților săi s-au obținut cu ajutorul sondelor *Voyager 1* și *Voyager 2*, care au cercetat de asemenea planeta Saturn, precum și inelele și sateliții acesteia.

4°. **Cercetarea spațiului interplanetar.** Rachetele cosmice care au zburat în direcția Lunii și a planetelor apropiate au cercetat mediul interplanetar, obținînd informații cu privire la:

— Materia meteoritică

— Radiațiile electromagnetice și corpusculare emise de Soare (astfel s-a pus în evidență „vîntul solar")

— Radiația cosmică

— Structura și compoziția mediului interplanetar (format din gaz și praf); și altele.

5°. **Remorcherul spațial.** Unul dintre principalele programe ale agenției americane NASA pentru deceniul 1981—1990 este realizarea așa-numitului *remorcher spațial (space tug)*, destinat să execute transporturi cosmice economice. Remorcherul spațial este un vehicul cosmic recuperabil (putînd fi utilizat de mai multe ori), realizînd misiuni spațiale variate, ca: transferul unui satelit de pe o orbită pe alta, aprovizionarea unor stații orbitale, operațiuni de salvare în caz de necesitate etc. În prezent este în curs de experimentare o variantă a acestui remorcher cosmic, cunoscută sub numele de *navetă spațială (space shuttle)*, în vederea executării unor misiuni în apropierea Pămîntului.

Naveta spațială *Columbia* a efectuat cu succes primul zbor experimental la 12 aprilie 1981 (la a 20-a aniversare a zborului lui Iuri Gagarin). Un al doilea zbor experimental a fost realizat în același an, iar în anul 1982 a avut loc cel de al treilea zbor experimental al navetei spațiale *Columbia*.

6°. **Primul român în Cosmos.** În cadrul programului *Intercosmos*, în perioada 14 mai — 22 mai 1981 s-a realizat zborul

comun româno-sovietic, cu ajutorul navei cosmice *Soiuz* 40. Echipajul navei a fost format din sovieticul Leonid Popov, comandantul navei și românul Dumitru Prunariu, cosmonaut cercetător. Astfel, Dumitru Prunariu este primul cetățean român care a zburat în spațiul cosmic.

La 21 mai 1981 s-a efectuat joncțiunea navei cosmice *Soiuz* 40 cu complexul orbital *Saliut* 6 — *Soiuz T—4*, avînd la bord echipajul format din cosmonauții Vladimir Kovalionok și Viktor Savinîh (aflați în spațiul cosmic încă din 12 martie 1981).

În cursul zborului s-au efectuat numeroase cercetări și experimente concepute de specialiștii români și realizate cu aparatură românească (precum și experimente comune), printre care menționăm:

— *Cercetări biologice* cu privire la reacția organismului cosmonautului în perioada de adaptare acută la starea de imponderabilitate, studierea modificărilor ce au loc la nivelul aparatului cardiovascular, circulația sanguină în imponderabilitate etc. (experimentele *Pneumatic, Miocard, Biodoza, Reo, Guler, Ancheta, Imunitatea* ș.a.).

— *Cercetări de astrofizica energiilor înalte*, urmărind identificarea de noi forme de existență a materiei nucleare (experimentele *Astro* 1 și *Astro* 2).

— *Cercetări de fizică*, vizînd elaborarea unei tehnologii pentru obținerea în Cosmos de microcristale cu profil determinat (prin folosirea efectului de capilaritate), analiza stabilității straturilor protectoare subțiri din bioxid de siliciu depuse pe suprafața unor elemente optice active (baterii solare) etc. (experimentele *Capilar* și *Nanobalanța*).

Echipajul comun româno-sovietic a îndeplinit integral programul planificat de cercetări și experimente, pregătit de specialiștii români și realizat în colaborare la bordul complexului orbital.

Țara noastră își aduce contribuția la numeroase domenii ale cercetărilor spațiale, de la studiul mișcării sateliților artificiali la biologia cosmică, de la astrofizica energiilor înalte la cercetări meteorologice, de la cercetări de telecomunicații la cercetări de teledetecție etc. Analiza și/sau prezentarea tuturor acestor cercetări depășește cadrul prezentei lucrări, de aceea ne vom limita la a arăta că la aceste cercetări participă numeroase instituții din țara noastră, printre care — Centrul de Astronomie și Științe Spațiale (colectivele din București și Cluj-Napoca) și Universitatea „Babeș-Bolyai" din Cluj-Napoca.

Capitolul 9

STRUCTURA SISTEMULUI SOLAR

§ 9.1. Considerații generale

Soarele și mulțimea corpurilor care gravitează în jurul său formează sistemul solar. Acesta se compune din Soare (centrul dinamic al sistemului, conținînd 99,86% din masa sistemului, și sursa principală de energie), 9 planete mari, 44 sateliți naturali ai planetelor (plus un mare număr de sateliți artificiali ai Pămîntului, ca și ai Lunii și planetei Marte), peste 1800* de planete mici sau asteroizi (cu orbite cunoscute), peste 600 de comete, o mulțime de corpuri meteoritice de dimensiuni foarte variate, și materia interplanetară (din gaz și praf), ocupînd un spațiu în jurul Soarelui cu o rază de 2 *a.l.*

Planetele se mișcă în sens direct în jurul Soarelui pe orbite eliptice, avînd planele apropiate de planul eclipticii, și se rotesc în sens direct în jurul axelor proprii, cu excepția planetelor Venus și Uranus, care se rotesc în sens retrograd.

Distanțele medii ale planetelor față de Soare verifică legea empirică a lui Titius-Bode (sec. XVIII):

$$a_n = 0{,}1 \cdot (3 \cdot 2^n + 4) \text{ U.A.} \qquad (9.1)$$

unde $n = -\infty$ pentru Mercur, 0 pentru Venus, 1 pentru Pămînt etc, iar a_n este distanța medie a planetei față de Soare (semiaxa mare a orbitei eliptice). Tabelul 3 permite să se compare distanțele calculate după formula (9.1) cu distanțele reale (observate). Distanțele planetelor mici sînt cuprinse între 2,2 și 3,6 unități astronomice, valoarea 2,9 U.A. fiind distanța medie.

* Numărul total al asteroizilor observați este de circa 3500.

Tabelul 3

Legea distanțelor planetare

Planeta	n	Distanța calculată cu (9.1) (în U.A.)	Distanța reală (în U.A.)
Mercur	$-\infty$	0,4	0,39
Venus	0	0,7	0,72
Pămîntul	1	1,0	1,00
Marte	2	1,6	1,52
Asteroizii	3	2,8	2,9
Jupiter	4	5,2	5,20
Saturn	5	10,0	9,54
Uranus	6	19,6	19,19
Neptun	.	—	30,07
Pluton	7	38,8	39,5

Din tabelul 3 se vede că distanțele planetelor verifică bine legea lui Titius-Bode, cu două excepții. Prima: la 2,8, U.A. nu se găsește nici o planetă mare; dar aici se găsesc planetele mici (care probabil provin dintr-o planetă mare, sfărîmată prin acțiunea mareică exercitată asupra ei de Jupiter). A doua: planeta Neptun, care se găsește la distanța de 30,07 U.A. de Soare, se abate de la legea lui Titius-Bode (probabil a venit din afara sistemului solar, fiind captată de Soare).

Distanța pînă la cea mai îndepărtată planetă, Pluton, este de circa 40 U.A. Cometele, însă, avînd orbite foarte alungite, se îndepărtează de Soare, pînă la 50 000—100 000 U.A. În această regiune se consideră că se găsește norul cometar, din care provin cometele. De aceea, se consideră că raza sistemului solar este de aproximativ 2 *a.l.*

În timp ce planetele Mercur, Venus, Marte, Jupiter și Saturn, fiind vizibile cu ochiul liber, sînt cunoscute din antichitate, celelalte (excluzînd Pămîntul) au fost descoperite mult mai tîrziu. Astfel în 1781 Herschel a descoperit cu ajutorul telescopului său planeta Uranus. Planeta Neptun a fost descoperită prin calcul — „în vîrful creionului" — de către Le Verrier (și independent de către Adams) pe baza perturbațiilor provocate de ea în mișcarea planetei Uranus, fiind indentificată pe cer în 1846 de către Galle. În mod analog a fost descoperită planeta Pluton de către P. Lowell, fiind identificată pe clișee fotografice ale cerului de către Tombough în 1930. Nu este exclusă existența

unor planete transplutoniene care ar putea explica existența așa-numitelor „familii de comete". Descoperirea unor astfel de planete este extrem de dificilă din cauza distanțelor și perioadelor siderale mari corespunzătoare, deci a efectelor gravitaționale (perturbatoare) foarte slabe. Existența unei planete intramercuriene este, conform cercetărilor actuale, puțin probabilă.

Galileo Galilei a descoperit patru din sateliții planetei Jupiter, demostrînd că aceștia gravitează în jurul planetei centrale, tot așa cum Luna gravitează în jurul Pămîntului. Mai tîrziu asemenea sateliți s-au descoperit în jurul planetelor Saturn, Marte, Uranus și Neptun. Descoperirea și cercetarea sateliților planetari continuă și în zilele noastre. Recent au fost descoperiți al XIII-lea satelit și al XIV-lea satelit în jurul planetei Jupiter*.

Aproape în fiecare an se descoperă noi asteroizi și comete.

Progresele cosmonauticii au permis precizarea imaginii formate asupra „arhipelagului cosmic" pe care îl numim sistem solar. Sondele spațiale *Voyager 1* și *Voyager 2* ne-au trimis date surprinzătoare despre planetele îndepărtate ale acestui sistem. Sarcina principală a explorărilor planetare constă în prezent în studiul caracteristicilor lor fizice: temperatura, presiunea, compoziția chimică, structura atmosferică, structura topografică a solului etc.

Rolul zborurilor cosmice în studiul sistemului solar crește repede, dar observațiile de la sol (suprafața Pămîntului) asupra planetelor vor fi încă mult timp necesare.

În continuare vom considera pe rînd corpurile din sistemul solar. Cunoștințele dobîndite pînă acum în cercetarea lor nu constituie numai rezultate ale Astronomiei ci și ale Astrofizicii, precum și ale altor științe. De aceea includerea lor în volumul *Astronomie* al lucrării noastre are un caracter convențional.

§ 9.2. Soarele

Soarele este o stea tipică. Studiul proprietăților sale fizice aparține Astrofizicii, de aceea aici vom prezenta numai cîteva date generale. Distanța de la Pămînt la Soare este de $149{,}6 \cdot 10^6$ km $= 1{,}496 \cdot 10^{11}$ m (cf. cap. 4).

Diametrul aparent al Soarelui este de 16'02", adică raza aparentă este $\rho_{ap} = 8'01''$ (atunci cînd Soarele este la distanța

* Pe fotografiile obținute în cadrul misiunii *Voyager* s-au pus în evidență al XV-lea și al XVI-lea sateliți ai planetei Jupiter.

medie de 1 U.A. față de Pămînt). Aplicînd formula (4.30) rezultă $R_\odot = 696\,000$ km $= 6{,}96 \cdot 10^8$ m. Volumul său este $V_\odot = (4/3)\pi R_\odot^3 = 1{,}41 \cdot 10^{27}$ m³. Cunoscînd masa $\mathfrak{M}_\odot = 2 \cdot 10^{30}$ kg, rezultă densitatea medie $\bar{\rho}_\odot = \mathfrak{M}_\odot / V_\odot = 1{,}41 \cdot 10^3$ kg/m³ $= 1{,}41$ g/cm³.

Accelerația gravitațională la suprafața Soarelui este

$$g_\odot = G\frac{\mathfrak{M}_\odot}{R_\odot^2} = 274 \text{ m/s}^2 = 2{,}74 \cdot 10^4 \text{ cm/s}^2$$

adică de 28 de ori mai mare decît accelerația gravitațională la suprafața Pămîntului.

Viteza de evadare (conform formulei (8.24)) este 618 km/s.

Cu ajutorul petelor solare sau utilizînd efectul Doppler, se poate pune în evidență rotația Soarelui. Observațiile arată că Soarele se rotește ca un fluid (nu ca un rigid), cu o perioadă de 25 zile la ecuator și de peste 30 zile la poli (viteza unghiulară de rotație variază cu latitudinea heliografică). Rotația se efectuează în sens direct, ca și mișcarea planetelor pe orbite. Planul ecuatorului solar este înclinat cu 7°15′ față de ecliptică. Viteza unghiulară ω variază cu latitudinea heliografică B, după legea $\omega = 14°{,}4 - 2°{,}7 \sin^2 B$ (/zi).

Luminozitatea (fluxul integral total), așa cum se va arăta în volumul II, este

$$L_\odot = 3{,}8 \cdot 10^{33} \text{ erg/s} = 3{,}8 \cdot 10^{26} \text{ W}$$

Observațiile arată că Soarele poate fi considerat cu bună precizie ca fiind sferic (fig. 9.1)

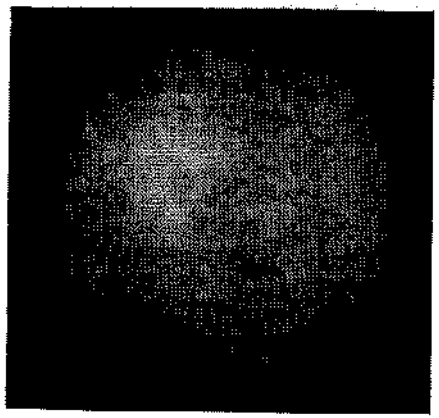


Fig. 9.1. Soarele-stea sferică. Se observă grupuri de pete și fenomenul de întunecare spre margine a discului solar.

§ 9.3. Planetele terestre

Caracteristicile fizice ale planetelor sînt date în Anexa 4. După aceste caracteristici distingem două grupe de planete: planetele terestre și planetele gigante.

În acest paragraf ne vom ocupa de planetele terestre, grupă în care intră: Mercur, Venus, Pămîntul, Marte și probabil Pluton. Aceste planete se caracterizează prin: dimensiuni mici, mase mici, densități mari, rotații axiale lente, turtiri mici, atmosfere puțin întinse, detalii fixe pe suprafață, număr mic de sateliți. Vom prezenta în continuare pe rînd planetele terestre, cu excepția planetei Pluton, la care vom reveni în paragraful următor.

1°. **Mercur.** Planeta cea mai apropiată de Soare, Mercur, este și cea mai mică dintre planete (raza: 2439 km, masa: 0,056 mase terestre), fiind numai puțin mai mare ca Luna. Densitatea medie (5100 kg/m³) este comparabilă cu cea terestră, iar accelerația gravitațională (3,72 m/s²) este de 2,6 ori mai mică decît pe Pămînt. Perioada de revoluție siderală a planetei este de circa 88 zile.

Dimensiunile unghiulare mici ale planetei (diametrul aparent: circa 7″ la elongația maximă) și apropierea de Soare fac foarte dificilă observarea ei. Acest fapt explică penuria de informații asupra planetei Mercur, înaintea erei cercetărilor spațiale.

Observațiile asupra unor detalii fixe de pe suprafața planetei au sugerat existența unui sincronism între mișcarea de rotație și cea de revoluție, care a fost infirmat în 1965 prin măsurări de radiolocație. Aceste măsurări (realizate cu marele radiotelescop de la Arecibo, Porto Rico, a cărui antenă are un diametru de 300 m) au arătat că planeta se rotește în sens direct cu o perioadă de 58,65 zile (aproximativ 2/3 din perioada de revoluție).

În era cercetărilor spațiale, din anul 1972 începe perioada cercetării spațiale a planetelor, perioadă care include importante cercetări și asupra planetei Mercur. Astfel în 1974—1975, sonda spațială americană *Mariner 10* (după ce a fotografiat planeta Venus) s-a îndreptat spre planeta Mercur pe care a survolat-o. Cu această ocazie s-a obținut un mare număr de fotografii (peste 2000), care au permis cartografierea planetei de la un pol la altul, astfel încît în prezent Mercur este la fel de bine cunoscut cum era Luna observată de pe Pămînt cu marile telescoape. Fotografiile obținute de sonda *Mariner 10* și măsurările efectuate cu aparatele fizice plasate în sondă permit să ne facem o idee mai precisă despre planeta Mercur.

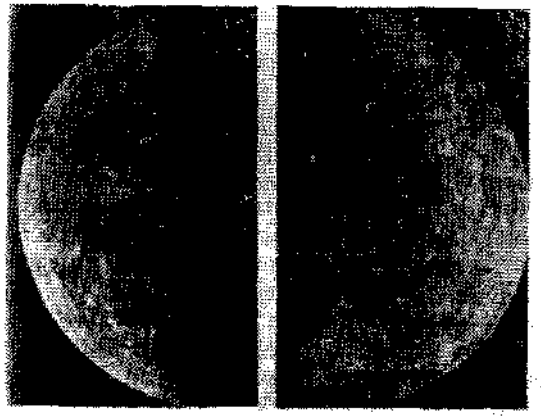


Fig. 9.2. Cele două emisfere ale planetei Mercur, fotografiate de sonda spațială *Mariner 10.*

Fig. 9.3. Cratere pe suprafața planetei Mercur.

Încă cercetările efectuate de Schiaparelli (1835—1910) și Barnard (1857—1923), pe baza detaliilor observate pe suprafața planetei Mercur, conduseseră la concluzia că relieful acestei planete trebuie să fie asemănător cu cel lunar. Aceste presupuneri au fost confirmate de cercetările efectuate pe baza datelor furnizate de sonda *Mariner 10.*

Aspectul general al reliefului mercurian este similar celui lunar. Pe fotografii se observă numeroase cratere, falii, bazine vaste, cîmpii și faleze interminabile (fig. 9.2, 9.3). Cercetările arată că relieful planetei Mercur s-a format în urma unui bombardament intens cu meteoriți, urmat de o eră vulcanică, extinsă pe toată planeta.

Densitatea medie relativ mare a planetei sugerează că în interiorul ei se găsește un nucleu de fier, care este acoperit de un înveliș de silicați. Acest sîmbure de fier explică prezența cîmpului magnetic al planetei, a cărui intensitate este de o sutime din intensitatea cîmpului magnetic terestru.

În mod practic planeta nu are atmosferă (limita superioară a presiunii atmosferice mercuriene nu poate depăși 3 milibari), ci numai un înveliș foarte fin de heliu. Acest fapt (lipsa atmosferei) se explică prin viteza mică de evadare (4,3 km/s) și prin

apropierea mare de Soare, particulele atmosferice fiind expulzate în spațiu sau captate de Soare.

Temperatura (măsurată prin fotometrie în infraroșu) în punctul subsolar, la distanța medie de Soare este de circa 340 °C în timp ce în punctul diametral opus este de —180 °C. Deoarece excentricitatea orbitei este mare ($e \simeq 0{,}21$), cînd planeta este la periheliu, la miezul zilei se înregistrează temperaturi pînă la 430 °C, în timp ce la afeliu valoarea temperaturii este cu cîteva zeci de grade mai mică decît la distanța medie. Astfel diferențele de temperatură sînt considerabile pe planetă în cursul „zilei mercuriene" a cărei durată este aproximativ dublul perioadei de revoluție siderală. Măsurătorile radiometrice arată că temperatura solului, la circa 1 m adîncime este destul de stabilă cu timpul, în jur de 80 °C.

Planeta Mercur nu are sateliți.

Fiind planeta cea mai apropiată de Soare, Mercur posedă condiții fizice extreme: este lipsită de atmosferă, are un relief foarte accidentat, iar variațiile de temperatură sînt deosebit de mari. Pe cerul negru al planetei Soarele apare copleșitor, descriind un drum aparent complicat. Condițiile fizice amintite fac imposibilă viața pe planeta Mercur.

2°. **Venus.** Prin caracteristicile sale generale apropiate de cele ale Pămîntului ($R = 6050$ km $= 0{,}95\ R_\oplus$, $m = 0{,}82\ m_\oplus$), Venus a fost considerată planeta soră (geamănă) a acestuia. Cercetările recente au arătat, însă, că în general condițiile fizice de pe cele două planete diferă considerabil. Atmosfera densă a planetei (descoperită de Lomonosov în 1761) nu permite observarea suprafeței sale, de aceea nici rotația planetei Venus n-a putut fi studiată decît în zilele noastre prin metoda radiolocației. Mișcările principale ale planetei sînt: mișcarea de revoluție, cu perioada de 225 z.m. și mișcarea de rotație cu perioada de 243,5 z.m. (determinată prin metoda radar, primele măsurări efectuîndu-se prin 1957—1958), ultima efectuîndu-se în sens retrograd, adică în sens opus față de mișcarea de revoluție. De aici rezultă că durata zilei solare venusiene este de 117 zile terestre (z.m.), fapt ce explică (parțial) temperatura ridicată de pe suprafața planetei. Axa de rotație este aproape perpendiculară pe planul orbitei, de aceea Venus nu are anotimpuri.

Rotația planetei Venus posedă încă o particularitate foarte interesantă și anume viteza unghiulară de rotație este astfel încît la conjuncția inferioară Venus arată totdeauna aceeași față Pămîntului. Cauza acestui cuplaj dintre mișcarea de rotație

a planetei Venus și mișcarea de revoluție a Pămîntului nu a fost încă elucidată.

În cursul mișcării orbitale a planetei, diametrul ei aparent variază între 20″ la conjuncția superioară și 1′ la conjuncția inferioară. Cum planeta prezintă fenomenul de fază, aspectul ei variază considerabil în cursul mișcării de revoluție (fig. 9.4).

Radiolocația planetei efectuată în vecinătatea conjuncției inferioare a permis precizarea valorii unității astronomice (cf. cap. 4). Tot prin măsurări radar s-a determinat raza planetei, în timp ce masa ei s-a determinat prin metoda perturbațiilor, întrucît planeta nu are sateliți.

Să vedem care sînt caracteristicile atmosferei venusiene. Observațiile spectroscopice efectuate de la suprafața terestră au pus în evidență prezența bioxidului de carbon în atmosfera venusiană. Dar proporția acestui gaz în atmosferă și structura generală a acesteia au putut fi stabilite numai prin cercetările efectuate cu ajutorul rachetelor cosmice. Planeta Venus a fost explorată cu ajutorul sondelor sovietice din seria *Venera*, care în general au fost depuse pe solul planetei, și a rachetelor americane de tip *Mariner* și *Pioneer*, care au survolat planeta, obținîndu-se informații extrem de prețioase. Printre ultimele misiuni amintim pe cele realizate de rachetele sovietice *Venera* 11 și 12 care au coborît pe solul venusian și au transmis informații timp de 3 ore. Astfel s-a determinat temperatura la suprafața planetei, care este neașteptat de ridicată: 460—480°C, precum și presiunea: 90—100 atmosfere. În fig. 9.5 se vede variația temperaturii și presiunii cu altitudinea. Atmosfera este groasă și densă prezentîndu-se ca un mediu complex cu 4 zone:

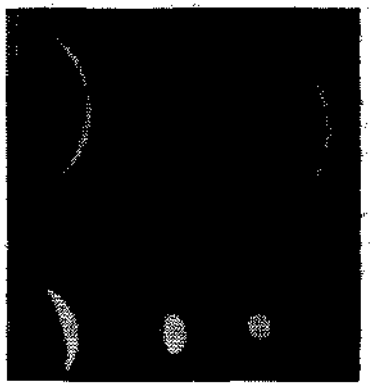


Fig. 9.4. Diferite faze ale planetei Venus.

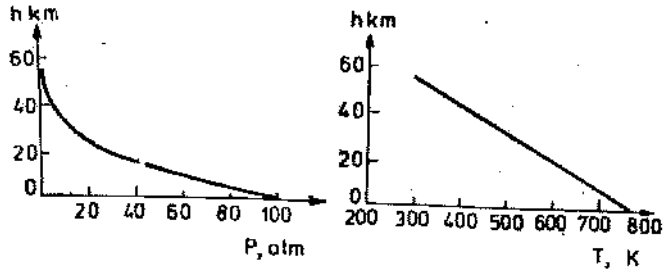


Fig. 9.5. Variația presiunii și temperaturii cu altitudinea în atmosfera planetei Venus, după măsurările efectuate de stațiile automate interplanetare din seria *Venus*.

— Pînă la 48 km altitudine gazul atmosferic este relativ clar și pur.

— Între 48—51 km apar nori enormi, în care o componentă principală este acidul sulfuric.

— De la 52 la 60 km norii sînt de 4 ori mai puțin denși, dar totdeauna conțin acid sulfuric și praf.

— Către 70 km norii redevin denși, iar în compoziția lor, alături de acidul sulfuric apar și acizii clorhidric și fluorhidric.

Cercetările spațiale au arătat că gazul carbonic este preponderent în atmosfera venusiană, compoziția acesteia fiind: bioxid de carbon 97%, azot sub 2%, vapori de apă sub 0,5% și urme de neon, argon, heliu, oxigen, anhidridă sulfuroasă.

S-au pus în evidență furtuni violente, la nivelul masei de nori viteza vîntului fiind de 400 km/h. La sol aceasta este de numai 15 km/h, dar ținînd seama de densitatea mare a atmosferei, rezultă că vînturile joacă un rol important în procesele de eroziune de pe suprafața planetei (care va fi mai puțin accidentată, comparativ cu planeta Mercur).

Topografia generală a planetei este asemănătoare cu cea terestră: cu cîmpii vaste și zone muntoase. S-au pus în evidență, pe fotografiile obținute de misiunile spațiale, cratere, o formațiune de relief ce pare a fi un vulcan mare și un canion lung. Cea mai mare altitudine relevată este de 3000 m. Pe suprafața planetei s-au găsit roci eruptive: bazalt, granit, precum și silicați.

Se consideră că temperatura ridicată a suprafeței planetei și abundența mare a bioxidului de carbon din atmosferă sînt fapte strîns legate între ele. Temperatura ridicată a solului contribuie la degajarea bioxidului de carbon din roci, iar abundența mare a bioxidului de carbon contribuie la încălzirea solului și a

Fig. 9.6. Fotografie sintetică a planetei Venus, obținută de sonda spațială *Mariner 10*. Se observă mari formații de nori.

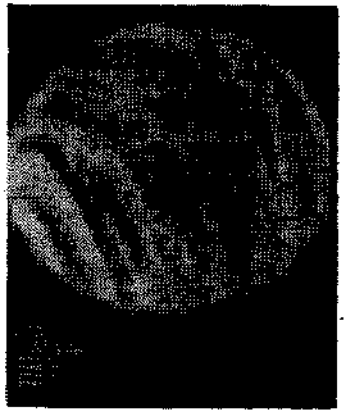


Fig. 9.6. a) Fotografie spațială a planetei Venus.

straturilor inferioare ale atmosferei prin *efectul de seră*, care constă în următoarele. Maximul radiației solare revine domeniului vizual (galben-verde) al spectrului, bioxidul de carbon fiind transparent în acest domeniu spectral. Astfel energia solară ajunge (parțial) la solul planetei care o absoarbe și reemite în domeniul infraroșu. În acest domeniu spectral bioxidul de carbon este opac, astfel că absoarbe energia reemisă de planetă, contribuind la încălzirea solului și a atmosferei inferioare. Mecanismul efectului de seră acționează și în atmosfera terestră, dar într-o măsură mult mai mică. În atmosfera venusiană acest mecanism este deosebit de eficace (deși norii venusieni reflectă cea mai mare parte din radiația solară — albedoul 0,76—), datorită abundenței mari a bioxidului de carbon. Nu este exclus ca la efectul de seră să contribuie și alte componente moleculare, neidentificate încă. Nici natura și structura învelișului de nori venusieni nu este prea clară deocamdată.

Datorită grosimii stratului de nori, luminozitatea medie la amiaza venusiană este aceea a unei zile terestre cu cer gri și întunecat.

Măsurătorile magnetometrice spațiale au arătat că planeta Venus practic nu posedă cîmp magnetic propriu, acest cîmp fiind de cel puțin 3000 de ori mai slab decît cel terestru. Totuși Venus produce perturbații ale cîmpului magnetic interplanetar asociat vîntului solar. În mișcarea sa orbitală planeta despică acest

cîmp, formînd un con caracteristic de undă de șoc. Prin urmare această interacțiune dintre mișcarea orbitală a planetei și cîmpul magnetic interplanetar explică prezența sarcinilor electrice în atmosfera superioară, adică formarea ionosferei planetei.

Întrucît ionosfera planetei Venus nu este protejată de un cîmp magnetic propriu, vîntul solar pătrunde în straturi relativ dense ale atmosferei planetei. Astfel se formează în regiunea iluminată a atmosferei un înveliș subțire ionosferic, cu o concentrație maximă de 10^{11} electroni/m^3, la altitudinea de 100 km. În zona neiluminată concentrația electronică este mai mică.

Straturile exterioare ale atmosferei venusiene (peste altitudinea de 500 km) sînt compuse din hidrogen atomic, ca și în cazul atmosferei terestre.

Planeta Venus nu posedă sateliți.

Cu căldura sa înăbușitoare, cu presiunea sa atmosferică strivitoare, cu cerul complet acoperit de nori (în care vitriolul constituie o componentă de bază), planeta Venus face imposibilă viața pe ea, apărînd observatorului exterior ca o lume neprictenoasă, interzisă de a fi vizitată.

3°. **Pămîntul.** Studiului Pămîntului i-a fost consacrat cap. 5. Aici vom adăuga numai observația că deosebirea lui esențială față de alte planete este faptul că întrunește acele condiții optime care au permis dezvoltarea vieții în forme superioare. Datorită distanței lui față de Soare, fluxul de radiație integrală este moderat, iar datorită masei și dimensiunilor sale, a reținut în jurul său o atmosferă de proporții convenabile.

În Galaxia noastră sînt peste 100 miliarde de stele, un mare număr dintre ele avînd sisteme planetare. Înseamnă că există o mare probabilitate ca printre acestea să se găsească planete cu asemenea combinații de distanțe față de astrul central, mase și raze încît să asigure condițiile necesare pentru dezvoltarea vieții.

Satelitul natural al Pămîntului este Luna, cu studiul căreia ne vom ocupa în § 9.5.

4°. **Marte.** A patra planetă a sistemului solar — în ordinea distanței față de Soare — Marte are raza aproximativ jumătate din raza Pămîntului ($R = 3392$ km), iar masa de circa nouă ori mai mică decît cea terestră ($m = 0{,}108\ m_\oplus$).

Marte este planeta cea mai bine studiată din sistemul solar, fapt care se explică prin existența unei atmosfere extrem de rarefiate în jurul planetei, permițînd observarea ei în condiții bune chiar și de pe Pămînt (la opoziții). Pe suprafața planetei s-au pus în evidență formațiuni stabile, care au permis determinarea precisă a perioadei sale de rotație: $24^h37^m22^s,6$. Întrucît

perioada de revoluție a planetei este de circa 687 z.m. (durata anului marțian este aproape dublă celei a anului terestru), rezultă că ziua solară marțiană este numai puțin mai mare decît cea terestră. Ecuatorul planetei este înclinat față de planul orbitei cu 24°56′ (aproape la fel ca și ecliptica față de ecuatorul terestru), de aceea planeta are anotimpuri similare cu cele terestre (cu durata aproape dublă).

Cu telescopul se observă pe suprafața planetei detalii fixe, care se pot clasifica în modul următor:

— *Continentele* sau *deșerturile* sînt regiuni luminoase de culoare roșie-portocalie, care acoperă aproape 2/3 din discul aparent al planetei.

— *Calotele polare* sînt pete albe care se formează în jurul polilor, avînd dimensiuni variabile cu anotimpul marțian. Ele apar toamna, iarna se întind pînă la 50° latitudine, iar vara de regulă dispar (fig. 9.7).

— *Mările* sau *regiunile întunecoase* care ocupă aproape 1/3 din discul planetei. Apar ca niște pete pe fondul regiunilor luminoase și prezintă variații sezoniere. Denumirea de mări este improprie, deoarece nu conțin apă. Față de continente care sînt regiuni mai înalte (podișuri), „mările" reprezintă depresiuni pe suprafața planetei. Ele au culoarea roșie, care este culoarea predominantă a planetei, datorită conținutului mare de fier din rocile solului marțian.

— *Norii* sînt detalii atmosferice trecătoare, care uneori acoperă o mare fracțiune a discului, împiedicînd observațiile. Norii sînt de două feluri: nori galbeni-portocalii din praf (formați prin „furtunile de nisip" ce au loc în regiunile roșietice, care sînt niște deșerturi cu nisip) și nori albi, compuși probabil mai

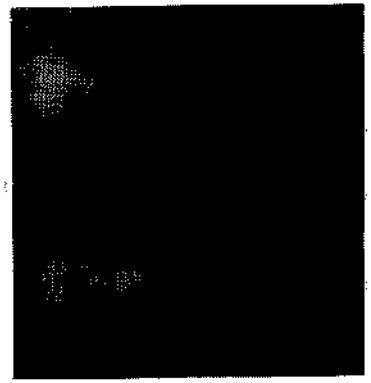


Fig. 9.7. Variația sezonieră a marilor formațiuni marțiene.

ales din cristale de gheață (ca și norii cirrus terestri), dar și din gheață carbonică.

În ultimii 15 ani studiul planetei Marte a înregistrat progrese remarcabile grație cercetărilor efectuate cu ajutorul stațiilor automate interplanetare din seria *Mariner* (americane) și *Marte* (sovietice). S-au realizat și sateliți artificiali ai planetei Marte (*Mariner 9*, *Marte 2*, *Marte 3*), planeta fiind fotografiată și cercetată pe toate fețele. În anul 1976 două stații americane de tip *Viking* au coborît lin pe solul marțian (la 6000 km una de alta), întreprinzînd analize complexe ale acestuia, pentru a răspunde, printre altele, la întrebarea: există forme de viață sau materie organică pe planeta Marte?

Miile de fotografii obținute (permițînd cartografierea suficient de detaliată a planetei) arată că planeta Marte are un relief extrem de variat: cîmpii întinse pietroase, văi sinuoase și albii ale unor rîuri secate, cratere vulcanice de dimensiuni neobișnuite, cratere meteoritice etc. Clișeele luate de satelitul *Mariner 9* au pus în evidență o formație vulcanică enormă, care constituie cel mai mare vulcan din sistemul solar, numită *Olympus Mons* (Muntele Olimp) (fig. 9.8). Baza vulcanului, situată la circa 4 km deasupra nivelului mediu al planetei, are un diametru de 500—600 km. Vîrful vulcanului atinge altitudinea de 25 km (de trei ori mai înalt decît Everestul), prezentînd o cavitate circulară. Acest vulcan este situat în emisfera nordică a planetei, nu departe de ecuator, în mijlocul unei vaste zone vulcanice care cuprinde încă alte trei cratere de mari dimensiuni. Pe fotografii se constată că aproape toate craterele vulcanice sînt situate în emisfera nordică, în timp ce craterele meteoritice sînt în emisfera sudică. Acest fapt dovedește că formațiunile vulca-

Fig. 9.8. Muntele Olimp de pe Marte — cel mai mare vulcan din sistemul nostru planetar.

nice sînt relativ tinere, adică Marte este o planetă geologic activă.

S-au pus în evidență roci bazaltice, bogate în fier, alți constituienți ai solului fiind: siliciul (30%), aluminiul, calciul, titanul, sulful, clorul.

În explicarea reliefului marțian un loc important îl joacă procesele de eroziune intensă, care au modelat (netezit) terenul, ce a fost expus unor puternice vînturi de nisip (cu viteze de peste 200 km/h).

Cerul de culoare roz (din cauza prafului din atmosferă), foarte luminos este adesea voalat de nori. Sondele spațiale au demonstrat că pe planetă apar frecvent cețuri matinale formate din picături fine de apă. În atmosfera marțiană bioxidul de carbon este preponderent, ca și în cazul planetei Venus. Compoziția chimică a atmosferei este următoarea: bioxid de carbon 95%, azot 2—3%, argon 1—2%, oxigen 0,2%, alte componente (oxid de carbon, vapori de apă, neon, xenon) sub 1%.

Temperatura planetei manifestă variații pronunțate: cu latitudinea, diurne și sezoniere. Astfel, în vecinătatea echinocțiului marțian temperatura medie a planetei este sub —50°C. Temperatura maximă diurnă la ecuator, în această perioadă poate depăși +30°C, în timp ce temperatura minimă nocturnă corespunzătoare poate coborî la —100°C. În aceeași perioadă a anului, în regiunea calotelor polare s-au înregistrat valori de —125°C.

Pentru presiunea atmosferică marțiană sondele spațiale au înregistrat valori de 6—10 milibari, ceea ce înseamnă că aceasta nu depășește o sutime din presiunea atmosferei terestre. Cantitatea de vapori de apă din atmosfera marțiană (destul de redusă) este de circa 1000 ori mai mică decît în atmosfera terestră. În condițiile de temperatură și de presiune marțiene apa nu poate exista în faza lichidă, ci numai sub formă solidă (gheață, zăpadă) sau de vapori.

Calotele polare sînt depozite de gheață carbonică în adaus cu gheață obișnuită (din apă). În condițiile atmosferei marțiene, bioxidul de carbon, care este foarte abundent, îngheață în regiunile polare și cade sub formă de zăpadă carbonică.

Conținutul redus de apă din atmosferă, sol și calotele polare se explică prin temperatura scăzută a planetei, apa fiind reținută în interior de un înveliș de sub suprafața planetei, unde domnește o congelare perpetuă (temperatura la 1 m adîncime este constantă, în jur de —60°C), împiedicînd degajarea apei din interior.

Planeta Marte posedă probabil un cîmp magnetic, dar acesta este foarte slab, mult mai slab decît cel terestru. Prezența acestui

Fig. 9.9. Cratere pe suprafața planetei Marte.

cîmp ar dovedi existența în centrul planetei a unui nucleu lichid. Atmosfera planetei cuprinde un înveliș ionosferic, concentrația electronică pe fața iluminată fiind de 10^{11} electroni/m³, adică aproximativ cu un ordin de mărime mai mică decît în atmosfera terestră. Maximul de ionizare corespunde altitudinii de 120 km.

Sondele spațiale au infirmat existența așa-numitelor „canale" marțiene, „descoperite" de Schiaparelli și „cercetate" de numeroși astronomi (acestea s-au dovedit a fi iluzii optice).

Analizele efectuate de cele două sonde *Viking* nu au decelat nici o urmă de viață sau de materie organică. Totuși controversa cu privire la posibilitatea existenței unor forme (inferioare) de viață sau măcar a unor substanțe organice nu se consideră încheiată. Principalele argumente în favoarea ipotezei unei activități biologice pe planeta Marte sînt următoarele:

— Variațiile sezoniere ale regiunilor întunecate (datorită unei posibile vegetații inferioare: mușchi, licheni)

— Legătura între variațiile sezoniere ale regiunilor întunecate și cele ale calotelor polare (sublimare-desublimare)

— Puterea de regenerare (restabilire a contrastului) a regiunilor întunecate.

Toate fenomenele de mai sus pot fi, însă, explicate și prin procese nebiologice. De exemplu, este posibil ca regiunile întunecate să fie acoperite cu substanțe minerale care în urma variațiilor temperaturii și gradului de umiditate să-și schimbe coloritul (contrastul), în decursul anotimpurilor marțiene. Rămîne ca viitoarele cercetări spațiale să elucideze această problemă.

Planeta Marte are doi sateliți, Phobos și Deimos, care au fost descoperiți de către astronomul american A. Hall în anul

Fig. 9.9. Albia unui rîu secat, pe planeta Marte, formată prin curgerea apei sau cel puțin a unui fluid mai puțin vîscos decît lava.

1877. Phobos se rotește în jurul planetei la distanța medie de 9 400 km (circa 6000 km de la suprafața ei) cu o perioadă de $7^h39^m14^s$, adică mult mai mică decît perioada de rotație a planetei, astfel că satelitul răsare la Vest și apune la Est (ca și sateliții artificiali). Distanța medie a satelitului Deimos este de 23 500 km, iar perioada de revoluție siderală, $30^h17^m55^s$. Ambii sateliți au formă neregulată (fig. 9.11). Phobos are un diametru mediu de circa 22—25 km, iar Deimos de circa 13 km.

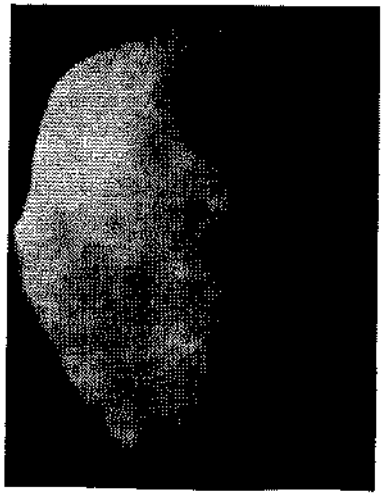


Fig. 9.11. Fotografia satelitului planetei Marte, Phobos, obținută de *Mariner 9*.

Avînd un climat rece și uscat, regiuni deșertice întinse cu furtuni de nisip, o atmosferă extrem de rarefiată cu o compoziție neobișnuită pămîntenilor, planeta Marte apare vizitatorului terestru ca o lume neospitalieră.

§ 9.4. Planetele gigante

Planetele gigante au proprietăți opuse față de cele terestre, și anume: dimensiuni mari, mase mari, densități mici, rotații axiale rapide, turtiri mari, atmosfere întinse (prezentînd benzi paralele cu ecuatorul), lipsa detaliilor fixe pe suprafață, posedînd un număr mare de sateliți precum și sisteme de inele în jurul lor (exceptînd planeta Neptun). Din această grupă fac parte planetele: Jupiter, Saturn, Uranus și Neptun. Mai departe vom prezenta proprietățile acestor planete, precum și pe cele ale planetei Pluton (care face parte din gupa planetelor terestre, însă am lăsat-o la urmă, pentru a păstra ordonarea planetelor după distanța față de Soare).

1°. **Jupiter.** Cea mai mare planetă a sistemului solar, Jupiter, are raza de 71 400 km (sau 11,2 $R_\oplus$) și masa de peste două ori mai mare decît suma maselor celorlalte planete ($\mathfrak{M} = 318\ \mathfrak{M}_\oplus$) reprezentînd aproape o miime din masa Soarelui. De aici rezultă valorile relativ mari ale accelerației gravitaționale ($g = 25$ m/s²) și vitezei de evadare (60 km/s), care explică întinderea mare a atmosferei planetei. Densitatea medie (1300 kg/m³) este de cîteva ori mai mică decît în cazul planetelor terestre (în jur de 5000 kg/m³) ca și în cazul celorlalte planete gigante. Întrucît ecuatorul planetei este înclinat cu numai circa 3° față de planul orbitei, planeta nu are anotimpuri.

În atmosfera planetei s-au pus în evidență detalii care își schimbă poziția și forma, ceea ce înseamnă că planeta prezintă observatorului terestru un înveliș de nori, în timp ce suprafața învelișului solid, dacă un asemenea înveliș solid există, nu este accesibilă observațiilor. Printre detaliile cele mai bine observate sînt benzile roșietice paralele cu ecuatorul care delimitează *zonele* luminoase (galbene) (fig. 9.12). În aceste zone se observă pete de dimensiuni și forme diferite. Printre acestea cea mai remarcabilă este *Marea Pată Roșie*, situată la latitudinea −20°, avînd o arie mai mare decît suprafața terestră (44 000 km × × 13 000 km). (Fig. 9.13). Aceasta a fost descoperită în anul

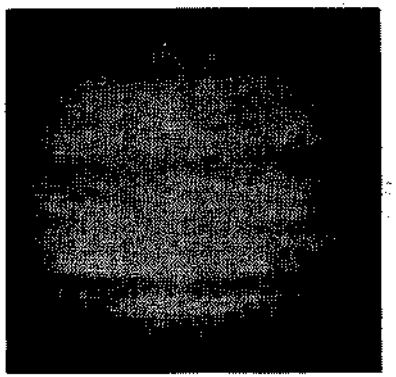


Fig. 9.12. Fotografie telescopică a planetei Jupiter (obținută la Observatorul Mount Wilson).

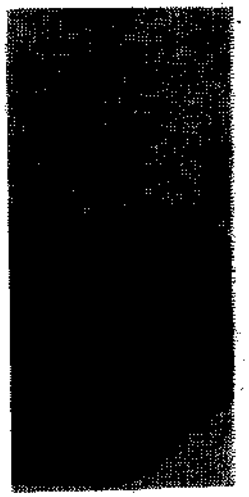


Fig. 9.13. Marea Pată Roșie de pe planeta Jupiter.

1878, dar se pare că fusese observată încă din secolul al XVII-lea fără a i se acorda prea mare atenție.

Mișcarea de revoluție are perioada de 11,9 ani, în timp ce cu ajutorul detaliilor observate pe discul planetei la diferite latitudini s-au obținut diferite valori pentru perioada de rotație. Aceasta înseamnă că diferitele regiuni ale atmosferei nu se rotesc sincron, ci cu viteze unghiulare diferite, depinzînd de latitudine, ca un fluid (ca și în cazul Soarelui). De aceea se utilizează două sisteme de longitudini pentru a indica pozițiile diferitelor detalii pe discul planetei: sistemul I de longitudini, cu perioada $P_{rot\ I} = 9^h50^m30^s$ pentru regiunea ecuatorială și sistemul II de longitudini cu perioada $P_{rot\ II} = 9^h55^m40^s$ pentru latitudinile medii. Valorile de mai sus arată că planeta execută o rotație rapidă, fapt ce explică turtirea ei mare ($\tau = 1/16$).

Observațiile spectroscopice efectuate de la suprafața Pămîntului au permis identificarea în atmosfera jupiteriană a hidrogenului molecular (H_2), metanului (CH_4) și amoniacului (NH_3). Observații indirecte indică prezența (din abundență) a heliului în atmosferă. Astfel se consideră că hidrogenul (70—80%) și heliul sînt principalele componente ale atmosferei planetei. Presiunea atmosferică deasupra învelișului de nori este de 1—2 atmosfere.

Pentru temperatură, în centrul discului aparent al planetei, s-au obținut valori în jur de —145°C. La asemenea temperaturi amoniacul îngheață, ceea ce înseamnă că această substanță contribuie parțial la formarea norilor. Metanul însă, rămîne în stare gazoasă.

Jupiter are un cîmp magnetic de zeci de ori mai intens decît cel terestru, iar sondele spațiale *Pioneer* 10 și 11, precum și *Voyager* 1 și 2 au arătat că acesta are o structură foarte complicată. Aceasta înseamnă că planeta are o magnetosferă foarte întinsă, pînă la circa 7 milioane de kilometri, care cuprinde puternice centuri de radiație, de 10 000 de ori mai intense decît cele care se găsesc în jurul Pămîntului. Cîmpul magnetic explică și formarea imenselor *„aurore boreale"* (cu extensiuni de ordinul a 30 000 km) înregistrate de sondele spațiale, care au confirmat abundența mare a elementelor ușoare în învelișurile exterioare ale atmosferei.

Ținînd seama de distanța planetei față de Soare, la temperatura de —145°C ea emite în spațiu de circa două ori mai multă energie decît primește de la astrul central. Prin urmare planeta are însemnate surse de energie în interior, a căror natură nu este pe deplin lămurită. Ipoteza cea mai plauzibilă este aceea care consideră că Jupiter se găsește încă în faza contracției gravitaționale, proces prin care o fracțiune a energiei sale gravitaționale este convertită în radiație electromagnetică.

Planeta emite o radiație radio sporadică destul de intensă a cărei origine nu este încă elucidată. Se consideră că ea ar putea fi emisă de electronii de mare energie din centurile de radiație care se mișcă în cîmpul magnetic al planetei (*radiație de frînare* sau — în cazul electronilor relativiști — *radiație sincrotron*). Polarizarea observată a radiației este un argument în favoarea mecanismului sincrotronic de emisie.

Densitatea medie relativ mică a planetei arată că și în interiorul său trebuie să predomine elementele ușoare (hidrogenul și heliul). S-au construit modele teoretice pentru Jupiter (și pentru celelalte planete gigante), plecînd de la această ipoteză și s-au obținut pentru rază și masă valori care concordă cu datele de observație. În aceste modele atmosfera gazoasă a planetei ar putea coborî pînă la o adîncime de 20% din rază, sub care s-ar putea găsi un interior solid. Deși temperatura crește spre centrul planetei, unde poate atinge cîteva mii de grade, datorită presiunii ridicate (de ordinul a 10^6 atmosfere), hidrogenul și heliul pot rămîne în stare solidă în interior.

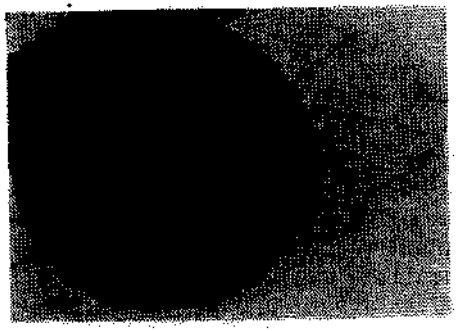


Fig. 9.14. Sonda spațială *Voyager 1* a pus în evidență un inel în jurul planetei Jupiter.

Sondele spațiale *Voyager* 1 și 2, care au trecut recent prin vecinătatea planetei, au transmis numeroase fotografii ale acesteia, ale sateliților ei, precum și numeroase informații despre aceste corpuri. Astfel s-au pus în evidență furtuni datorate norilor din cristale de amoniac, care turbionează cu viteze de uragan (vînturi cu viteze de peste 400 km/h) într-o atmosferă de metan. După cît se pare, Marea Pată Roșie nu este altceva decît un vîrtej permanent, care găurește atmosfera planetei.

Fotografiile obținute de sondele spațiale arată că Jupiter posedă un inel în jurul său, la fel ca Saturn și Uranus, foarte subțire (sub 30 km), îngust (circa 6500 km), situat la 55 000 km deasupra norilor (rarefiat).

La distanța corespunzătoare satelitului Io s-a detectat un nor de plasmă, care se rotește în jurul planetei, constituit din sulf ionizat, avînd temperatura de aproape 100 000 °C.

Planeta Jupiter are 16 sateliți*, dintre care 4 (cei mai mari) au fost descoperiți de Galilei. Cei mai mari cinci sateliți, au nume proprii și anume: Io (I) (raza de 1820 km), Europa (II) (1525 km) Ganimede (III) (2635 km), Callisto (IV) (2500 km) și Amalthea (V) (120 km). Ceilalți sînt denumiți prin numere romane, sateliții XIII și XIV fiind descoperiți recent. Mișcarea de rotație axială a sateliților galileeni este sincronizată cu mișcarea lor de revoluție în jurul planetei, astfel că ei arată totdeauna aceeași față planetei Jupiter, tot așa ca și Luna Pămîntului. Sateliții VIII, IX, XI, XII execută mișcări retrograde în jurul planetei.

Deși sateliții galileeni sînt comparabili cu Luna și chiar cu planeta Mercur, în ceea ce privește dimensiunile și masele, observarea unor detalii pe suprafața lor este dificilă de pe Pămînt, din cauza distanțelor lor mari. De aceea principalele informații pe

* Recent s-au descoperit al XV-lea și al XVI-lea sateliți ai planetei Jupiter.

Fig. 9.15. Fotografiile celor mai mari cinci sateliți ai planetei Jupiter: Amalthea, Io, Europa, Ganimede și Callisto. Pe Io s-a pus în evidență o puternică erupție vulcanică.

care le avem asupra lor (ca și asupra satelitului Amalthea) s-au obținut cu ajutorul sondelor spațiale.

Io. Sonda *Voyager* 1 a trecut la distanța de numai 30 000 km de satelit, obținînd fotografii foarte detaliate (cu detalii pînă la 300 m). Pe una din ele se observă un crater compus, cu profil neregulat, al cărui diametru este de circa 50 km. În jur se observă revărsări de lavă, unele scurgeri avînd lungimea de 100 km și lățimea de 15 km. De la distanța de 490 000 km de satelit s-a fotografiat o explozie în care cenușa vulcanică a fost aruncată pînă la 160 km altitudine. De aici rezultă că pe Io (satelit comparabil cu Luna) domnește și astăzi o intensă activitate vulcanică.

Europa. Satelitul a fost filmat de la distanță mare (750 000 km) Pe suprafața lui par să fie prezente cratere meteoritice.

Ganimede. Acest satelit comparabil cu Mercur (ca și Callisto) a fost fotografiat de la 150 000 km distanță. Solul său prezintă un relief foarte variat și conține multă apă în stare solidă (gheață). Se remarcă numeroase cratere și bazine mari, înconjurate de formații de gheață (detalii pînă la 2,5 km).

Callisto. Suprafața sa apare uniform acoperită de cratere meteoritice. Pe fotografii (obținute de la 200 000 km) se observă un vast bazin de impact (600 km), înconjurat de riduri concentrice care se întind la mare distanță pe un teren de structură glaciară.

Amalthea. Acest satelit reprezintă un bloc de roci, avînd o formă neregulată.

Proiectul Galileo preconizează plasarea unei nave pe o orbită în jurul planetei Jupiter și trimiterea unei sonde în atmosfera sa (în anul 1985).

Revenind la planeta Jupiter, condițiile fizice fac desigur imposibilă existența vieții pe această planetă, ca dealtfel și pe planetele exterioare ei.

2°. **Saturn.** Ca mărime Saturn este a doua planetă a sistemului solar ($R = 60\,000$ km $= 9{,}41\,R_\oplus$, $m = 95{,}2\ m_\oplus$). Pe discul aparent al planetei s-au pus în evidență benzi întunecate și luminoase, paralele cu ecuatorul (fig. 9.16), precum și alte detalii. Cu ajutorul acestora precum și cu ajutorul efectului Doppler, s-a studiat rotația planetei, constatîndu-se că perioada de rotație crește cu latitudinea ca și în cazul planetei Jupiter, fiind cuprinsă între 10^h14^m la ecuator și 10^h39^m spre poli. Din cauza rotației rapide planeta are o turtire mare ($\tau = 1/10$).

Studiile spectroscopice au pus în evidență hidrogenul molecular și metanul în atmosfera planetei. Este posibilă și prezența amoniacului în atmosferă, dar la temperatura scăzută a acesteia (s-au înregistrat valori apropiate de $-180\,°C$) amoniacul este înghețat și nu se poate pune în evidență pe cale spectroscopică.

În domeniul cuprins între 3 cm și 21 cm s-a înregistrat radiația radio a planetei, care s-ar putea datora centurilor de radiație din jurul acesteia, a căror existență este probabilă, prin analogie cu planeta Jupiter.

Densitatea mică a planetei (700 kg/m³; cea mai mică față de toate planetele) sugerează că în interiorul său elementele ușoare (hidrogenul — probabil 70% — și heliul) sînt preponderente. De aceea se consideră că Saturn are o structură analoagă cu Jupiter.

O caracteristică deosebită a planetei Saturn o constituie inelele sale, care se observă chiar și cu o lunetă mică, fiind cel mai frumos obiect ceresc ce se poate vedea cu un telescop. Inelele au fost descoperite de Galilei în 1610, fără ca el să-și dea seama de forma lor reală. Huygens, în 1655, a arătat că ceea ce observase Galilei reprezintă o formație inelară care înconjoară planeta. Ulterior observațiile telescopice au arătat că nu este vorba de un singur inel, ci de mai multe inele, plane, așezate în planul ecuatorului, separate prin așa-numitele „diviziuni" dintre care cea mai însemnată este diviziunea lui Cassini.

Cele trei inele mai mari notate cu A, B, C (inelul A fiind cel mai depărtat) se întind între 12 000 km și 77 000 km de la suprafața planetei. În 1969 s-a descoperit un inel interior acestora

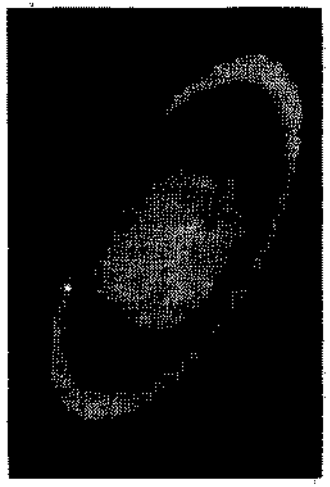


Fig. 9.16. Saturn și sistemul său de inele.

Fig. 9.16 a) Sonda spațială *Pioneer 11* a descoperit un nou inel (exterior) al planetei Saturn.

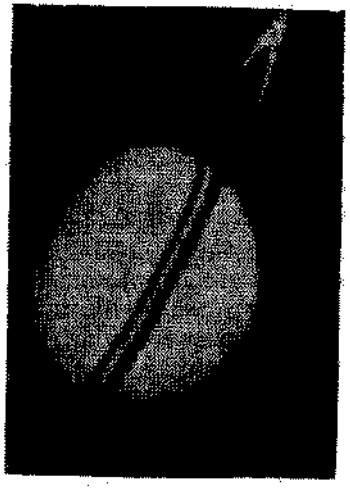


Fig. 9.16. b) Umbra inelelor proiectată pe suprafața planetei Saturn. Fotografie obținută de sonda *Pioneer 11*.

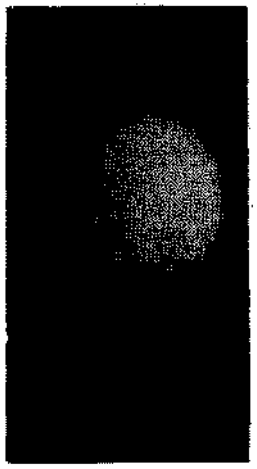


Fig. 9.16 c). Titan, cel mai mare satelit al planetei Saturn, fotografiat de sonda *Pioneer 11*

Fig. 9.17. În cursul revoluției planetei Saturn, aspectul inelelor sale se schimbă pentru observatorul terestru.

mult mai greu de observat (inelul D). Avînd o grosime mică (2—20 km) ele apar ca o pînză inelară în jurul planetei.

Încă în secolul trecut s-a demonstrat, teoretic, că inelele nu pot fi corpuri solide compacte (inele compacte), deoarece ar fi instabile gravitațional. Observațional s-a arătat că inelele sînt formate dintr-un număr mare de corpuri mici solide (avînd dimensiuni de la cîțiva metri, la fracțiuni de milimetru), care se mișcă în jurul planetei ca niște sateliți, după legile lui Kepler. Observațiile spectroscopice sugerează că aceste corpuri (particule) ar fi formate din cristale de amoniac înghețat.

Întrucît inelele se găsesc în planu' ecuatorului planetei, care practic este fix în spațiu, în cursul mișcării de revoluție a acesteia ($P_{rev} = 29{,}5$ ani) aspectul inelelor se schimbă pentru observatorul terestru (fig. 9.17).

Se consideră că inelele planetei Saturn (ca și ale altor planete gigante) sînt un reziduu din momentul formării planetei. Materialul protoplanetar fiind aici insuficient pentru formarea unui satelit obișnuit, forțele mareice au distrus eventualele nuclee de condensare care se formaseră deja. Circularitatea orbitelor și așezarea lor în planul ecuatorial se consideră a fi un rezultat al ciocnirilor particulelor.

Informațiile obținute cu ajutorul stațiilor automate interplanetare *Pioneer* 11, *Voyager* 1 și *Voyager* 2 au revoluționat cunoștințele noastre despre planeta Saturn, despre sistemul său de inele, ca și despre sistemul său de sateliți.

În anul 1979 sonda *Pioneer* 11 a trecut la 21 400 km față de limita superioară a norilor, punînd în evidență noi inele. Pe lîngă inelul E, slab vizibil de pe Pămînt cînd acesta trece prin planul inelelor, s-a descoperit inelul F care este la 4000 km spre exterior față de inelul A (lărgime 500 km) și inelul G situat mai spre exterior. Se pare că limita exterioară a inelelor se află mult mai departe de planetă decît se considera înainte.

La suprafața planetei cîmpul magnetic este puțin mai slab ca la suprafața Pămîntului, de aceea magnetosfera este mai puțin extinsă ca la planeta Jupiter, pînă la circa 2 milioane de km. Atmosfera planetei Saturn are o mare extensiune pe verticală: deasupra învelișului de nori se găsește un înveliș de praf (înveliș format din particule de amoniac solid), după care urmează un înveliș de particule absorbante și apoi atmosfera clară (transparentă).

Sonda spațială *Voyager* 1 s-a apropiat (în anul 1980) pînă la 124 000 km de planetă, trimițînd spre Terra peste 17 000 de imagini. Ceretarea acestora a arătat că stuctura de benzi se întinde la latidudini mai mari ca pe Jupiter. Pe suprafața planetei s-a pus în evidență o mini pată roșie (cu dimensiuni de circa 6 000 km).

La ecuatorul planetei s-au pus în evidență vînturi cu viteze de peste 1500 km/oră. Fluxul termic emis de planetă este de 2,8 ori mai mare decît fluxul absorbit din radiația solară. La polii planetei s-au înregistrat *aurore polare*.

Fotografiile obținute de *Voyager* 1 au arătat că inelele denumite clasic A, B și C au o structură foarte complexă, constînd din sute de inele înguste, dintre care unele au formă eliptică. S-a constatat că inelul F constă din trei inele torsionate, împletite (inel „șnuruit"). S-a considerat că împletirea inelelor este legată de încărcarea electrostatică a particulelor de praf pe care le conțin.

În inelul B s-au observat formații radiale lungi („spițe"), care apăreau întunecate la apropierea stației interplanetare și luminoase la îndepărtarea ei. Acest fenomen pare condiționat de influența forțelor magnetice și a celor electrostatice. Dimensiunile particulelor din inele variază de la cîțiva microni la cîțiva metri. Se consideră că acestea sînt particule sferice de gheață sau roci acoperite cu un strat de gheață.

În diviziunea lui Cassini (dintre inelele A și B) s-au observat mai multe inele subțiri.

Observațiile efectuate cu ajutorul sondei *Voyager* 2 (care s-a apropiat la 101 000 km de Saturn) pun în evidență o structură încă și mai complicată a inelelor. Inelul F nu mai apare torsionat: fie că efectul de torsionare este tranzitoriu (probabil ciclic), fie că afectează numai o parte a inelului, cea fotografiată de Voyager 1.

Inelele sînt structurate nu numai concentric — în sute de inele — ci și în grosime, în 7 învelișuri suprapuse. Dimensiunile blocurilor de gheață ce le compun variază de la inel la inel: în

inelul B, diametrul blocurilor este de 10 m, în inelul C — de 1—2 m etc.

Sistemul de inele este un ansamblu în evoluție continuă. Problema originii inelelor este încă destul de controversată. O ipoteză plauzibilă este propagarea undelor de densitate.

Pe baza datelor actuale este destul de dificil de răspuns la întrebarea: cîți sateliți are planeta Saturn? În anul 1966 se cunoșteau 10 sateliți ai planetei Saturn, al zecelea, Ianus, fiind descoperit în acel an de către A. Dollfus (cf. Anexei 5). Între 1976—1980, din observații optice de la sol, s-au mai descoperit încă trei sateliți, din care doi sateliți coorbitali, pe o orbită apropiată de cea corespunzătoare satelitului Ianus (?!), și unul pe orbita satelitului Dione, la circa 70° în fața acestuia (numit Dione B). Astfel numărul sateliților planetei Saturn a ajuns la 12. După cercetarea fotografiilor obținute de sonda *Voyager* 1 s-au mai descoperit 3 sateliți: doi sateliți avînd orbite de o parte și de alta a inelului F și un satelit dincolo de marginea exterioară a inelului A.

Principalele caracteristici ale celor 15 sateliți menționați mai sus, în ordinea descoperirii, sînt date în tabelul de mai jos. Aceste caracteristici au fost incluse și în Anexa 5, fiind corectate pe baza informațiilor furnizate de *Voyager* 1.

Sateliții planetei Saturn*

Numele și/sau denumirea convențională	Raza (km)	Distanța de la Saturn (km)	Notă
Mimas (S 1)	195	186 000	Pe fotografiile obținute de *Voyager* 2 s-au descoperit alți doi sateliți ai planetei Saturn, astfel că numărul total al sateliților acestei planete s-a ridicat la 17. Informațiile furnizate de această sondă sînt în curs de prelucrare și nu este exclus să se descopere noi sateliți sau viitoare misiuni spațiale să pună în evidență alți sateliți în vecinătatea inelelor planetei.
Enceladе (S 2)	250	238 000	
Thetys (S 3)	525	295 000	
Dione (S 4)	560	377 000	
Rhea (S 5)	765	527 000	
Titan (S 6)	2560	1 222 000	
Hyperion (S 7)	155	1 481 000	
Japet (S 8)	720	3 560 000	
Phoebe (S 9)	~ 70	12 930 000	
S 10 } sateliți coorbitali	~100		
S 11 } (Ianus?)	≥ 65	151 000	
S 12 (Dione B)	~ 40	377 000	
S 13 } în vecinătatea	~125	142 000	
S 14 } inelului F	~100	139 000	
S 15 la marginea inelului A	~ 50	138 000	

* După D. Morrison și D. Cruikshank, *Mercury*, vol. X, nr. 1, ian. — febr. 1981.

Sonda *Voyager* 1 a cercetat sateliții mari ai planetei, arătîndu-se că Mimas, Encelade, Thetys, Dione și Rhea constau mai ales din gheață de apă. Cu excepția lui Encelade, pe suprafața lor s-au pus în evidență cratere (la fel ca pe Lună și pe planeta Mercur). Pe Mimas se observă un crater mare, cu un diametru egal cu circa un sfert din diametrul satelitului. O vale lungă de 800 km și largă de 70 km se observă pe Thetys. Hyperion și Japet sînt de asemenea formați, în cea mai mare parte din gheață de apă.

O atenție specială a fost acordată în aceste cercetări satelitului *Titan*, singurul satelit planetar care are atmosferă, față de care *Voyager* 1 s-a apropiat pînă la 4000 km distanță. Pe baza observațiilor optice terestre Titan era considerat cel mai mare satelit din sistemul solar. Cele mai recente date arată însă că raza lui, deși atinge 2560 km, este mai mică decît raza satelitului jupiterian Ganimede (2635 km). Structură celor doi sateliți este similară: jumătate roci, jumătate gheață de apă. Ambii sateliți depășesc în dimensiuni planet Mercur.

Suprafața satelitului Titan n-a putut fi observată, deoarece acesta are o atmosferă densă, care se întinde pînă la cel puțin 350—400 km altitudine. Atmosfera constă esențialmente din azot. În ea s-a pus în evidență metanul, acetilena, etilena și alte substanțe. Temperatura medie pe Titan este în jur de 100 K (adică — 173°C), adică numai puțin peste punctul de fierbere al azotului. De aceea la poli este posibilă existența unor lacuri de azot lichid. Nu are cîmp magnetic, deci nu are nici nucleu lichid, conductor.

Stația automată interplanetară *Voyager* 2 ne-a furnizat noi informații despre sateliți. Pe Thetys s-a observat un crater enorm (450 km). S-a demonstrat că Hyperion are formă alungită (350 km × 200 km), iar axa mare a satelitului nu este orientată spre Saturn. Suprafața lui Encelade este, de asemenea, împestrițată cu cratere și văi, dar care sînt acoperite cu un strat de gheață, strat ce le-a mascat față de *Voyager* 1.

De-a lungul orbitelor sateliților Dione și Thetys s-au descoperit nori ionizați toroidali, ca și în cazul satelitului jupiterian Io, de asemenea formați probabil din particule expulzate de sateliți.

În timp ce *Voyager* 1 s-a îndepărtat de planul eclipticii, iar la sfîrșitul secolului nostru va părăsi limitele sistemului solar, misiunea stației *Voyager* 2 nu s-a încheiat. După depășirea sistemului saturnian, printr-o corecție de orbită ea a fost orientată spre planeta Uranus, în vecinătatea căreia va ajunge la 24

ianuarie 1986. După cercetarea planetei Uranus și a sateliților ei, nu este exclus ca Voyager 2 să fie orientat spre planeta Neptun.

3°. **Uranus.** Planetele despre care a fost vorba pînă aici sînt vizibile cu ochiul liber, fiind printre cele mai strălucitoare obiecte ale cerului. Cele care urmează sînt vizibile numai cu luneta sau telescopul.

Fiind la limita vizibilității cu ochiul liber, planeta Uranus a fost descoperită abia în anul 1781, de către Herschel cu telescopul său.

Planeta are raza de 25 400 km, masa de 14,6 mase terestre și turtirea $\tau = 1/15$. Întrucît ecuatorul este înclinat cu 98° pe planul orbitei, executînd o rotație axială retrogradă ($P_{rot} = 10^h49^m$), planeta efectuează o mișcare de revoluție ($P_{rev} = 84$ ani) în care se „rostogolește" pe orbită.

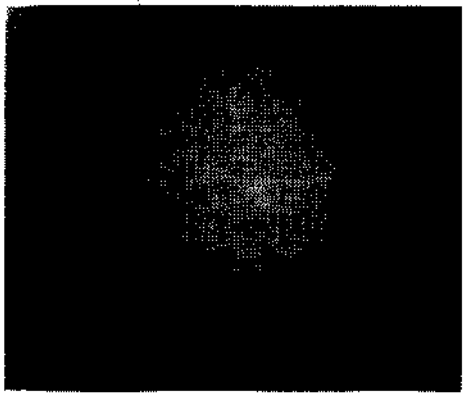


Fig. 9.18. a). Planeta Uranus fotografiată cu un telescop plasat într-un balon de mare altitudine.

Pe cale spectroscopică, în atmosfera planetei s-au pus în evidență metanul și hidrogenul molecular. De aici s-a tras concluzia că atmosfera planetei, ca și structura sa, în general sînt asemănătoare cu cele ale planetelor Jupiter și Saturn (densitatea medie a planetei fiind 1600 kg/m³).

Planeta are 5 satcliți, avînd planele orbitale apropiate de planul ecuatorului planetei și orbite circulare. Toți execută mișcări de revoluție în același sens cu mișcarea de rotație a planetei. Uranus are inele în jurul său ca și Saturn și Jupiter.

4°. **Neptun.** Am văzut în capitolul 7 cum a fost descoperită prin calcul planeta Neptun „în vîrful creionului" de către Le

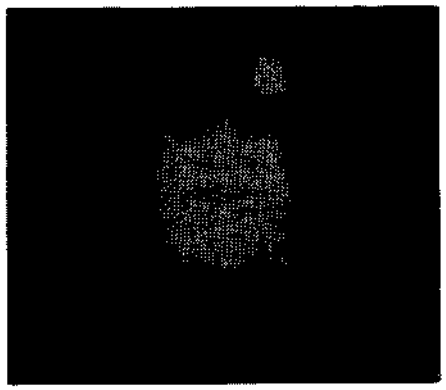


Fig. 9.18. b). Neptun împreună cu satelitul său Triton.

Verrier (în același timp și independent de el, calcule analoage pentru descoperirea noii planete efectuase Adams).

Principalele caracteristici fizice ale planetei Neptun sînt: raza 24 300 km, masa 17,3 mase terestre, perioada de revoluție siderală 165 ani, iar cea de rotație axială 15^h, 8, fiind considerată planeta soră geamănă cu Uranus. Observațiile spectroscopice au pus în evidență metanul și hidrogenul în atmosfera sa, de aceea se consideră că structura sa trebuie să fie analoagă cu cea a planetei Uranus.

Neptun are doi sateliți: Triton și Nereida, primul — mai mare decît Luna — executînd o mișcare de revoluție retrogradă în jurul planetei.

5° **Pluton.** Planeta a fost descoperită în 1930 de către C. Tombough pe baza calculelor ce le efectuase P. Lowell la începutul

Fig. 9.18. c). Planeta Pluton prezintă un aspect stelar în observațiile telescopice (în centrul imaginii).

secolului nostru. Fiind foarte îndepărtată de Soare (şi de Pămînt), cunoştinţele asupra ei sînt destul de incerte. Totuşi, pe baza observaţiilor efectuate, se consideră că ea face parte din grupa planetelor terestre. Raza planetei nu depăşeşte 5000 km, iar masa ei este de ordinul 0,9 mase terestre. Orbita sa este cea mai excentrică dintre orbitele planetare ($e = 0{,}247$), de aceea la periheliu planeta este mai apropiată de Soare decît Neptun. Nu s-au observat nici un fel de detalii ale planetei. În anul 1978 s-a descoperit un satelit al planetei Pluton.

Încercările de a descoperi planete intramercuriene sau transplutoniene nu au dat rezultate.

§ 9.5. Luna

1°. **Mişcările Lunii.** Luna descrie o elipsă în jurul Pămîntului, cu semiaxa mare de 384 400 km şi excentricitatea $e = 0{,}055$. Planul orbitei lunare este înclinat cu unghiul $i = 5°09'$ faţă de planul eclipticii. Perioada ei de revoluţie sideralã în jurul Pămîntului se numeşte *lună sideralã* şi are durata $P_{rev.} = 27{,}32$ z.m. Perioada de *rotaţie axialã* a Lunii coincide cu perioada ei de revoluţie, de aceea de pe Pămînt vedem tot timpul aceeaşi faţă a acesteia.

Studiul mişcării lunare este unul din cele mai dificile, din cauză că perturbaţiile manifestate în această mişcare (mai ales datorită Soarelui, dar şi datorită celorlalte planete) sînt foarte mari, astfel că elementele orbitei lunare variază continuu. Principalele perturbaţii ale mişcării Lunii sînt următoarele:

— Mişcarea retrogradă a liniei nodurilor orbitei pe ecliptică, cu o perioadă de 18,6 ani (6793 zile).

— Rotaţia liniei apsidale în planul orbitei, în sens direct, cu o perioadă de aproape 9 ani (3232 zile).

— Oscilaţia înclinării orbitei pe ecliptică, între 4°58' şi 5°20', cu o perioadă de circa şase luni.

Mişcarea de rotaţie axială a Lunii fiind sincronă cu mişcarea ei de revoluţie în jurul Pămîntului, s-ar părea că de pe Pămînt nu putem observa decît jumătate din suprafaţa satelitului natural al Pămîntului. În realitate, datorită fenomenului de *libraţie lunară*, aproape 60% din suprafaţa ei este observabilă de pe Pămînt. Libraţia lunară este o oscilaţie (balansare) aparentă

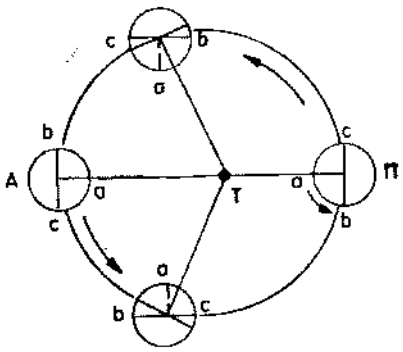


Fig. 9.19. Libraţia Lunii în longitudine.

a discului lunar, datorită căreia la momente diferite nu observăm exact aceeaşi emisferă lunară. Există trei tipuri de libraţie lunară:

— *Libraţia în longitudine.* Mişcarea de rotaţie axială a Lunii este uniformă, în timp ce mişcarea de revoluţie pe orbita eliptică (efectuîndu-se după legea ariilor) este neuniformă. Astfel în diferite poziţii ale Lunii pe orbită, observatorul terestru nu vede exact aceeaşi emisferă lunară (fig. 9.19), ca şi cum Luna ar oscila spre est sau spre vest. Amplitudinea acestei oscilaţii aparente este de 7°54'. După o revoluţie lunară completă observatorul terestru poate observa mai mult de jumătate din suprafaţa Lunii.

— *Libraţia în latitudine.* Axa de rotaţie a Lunii este înclinată cu 83°20' faţă de planul orbitei sale, iar direcţia sa este fixă în spaţiu. Dacă la un moment dat se observă de pe Pămînt regiuni ale Lunii din jurul polului sud, peste o jumătate de lună se vor observa regiuni (corespunzătoare ca arie) din jurul polului nord. Amplitudinea libraţiei în latitudine este de 6°50'.

— *Libraţia diurnă.* Deoarece distanţa Pămînt-Lună este relativ mică, din puncte diferite de pe suprafaţa terestră se vor putea observa arii diferite de pe Lună, la acelaşi moment (efectul de paralaxă). Altfel spus, în cursul mişcării diurne un acelaşi observator vede regiuni diferite de pe Lună. Amplitudinea libraţiei diurne este de circa 1°.

2°. **Relieful lunar.** Din observaţii optice, efectuate de la sol, se cunoştea faptul că relieful Lunii este foarte accidentat, dar o imagine clară şi detaliată s-a obţinut numai ca rezultat al cercetărilor spaţiale, mai ales în cadrul programelor *Apollo* şi *Lunohod*.

Principalele formaţiuni de relief sînt următoarele:

— *Continentele* — sînt regiuni înalte, luminoase pe suprafaţa Lunii, care acoperă circa 60% din discul lunar vizibil de pe Pămînt.

— *Mările* — sînt depresiuni întinse, obscure care ocupă 40% din discul lunar (fig. 9.20). Termenul de „mări" este impropriu, deoarece regiunile corespunzătoare nu conţin apă, dar s-a păstrat prin tradiţie. Începînd din secolul al XVII-lea acestea au primit nume proprii ca: marea Liniştii, marea Ploilor etc.

— *Munţii* — formează lanţuri întinse care taie continentele, purtînd denumiri terestre ca: Alpi, Apenini, Caucaz etc. Munţii lunari sînt abrupţi şi pot atinge înălţimi pînă la 9 km.

— *Craterele* — sînt munţi inelari, avînd în interior o depresiune, iar în centru un munte conic (Fig. 9.21). Craterele reprezintă forma de relief cea mai răspîndită şi mai caracteristică pentru Lună. Cele mai mari craterе au diametre de 200—300 km, iar cele mai mici — dimensiuni microscopice. Cu cît craterele sînt mai mici, cu atît sînt mai numeroase, iar peste un crater mare pot fi suprapuse serii de craterе din ce în ce mai mici. Cercetările efectuate arată că majoritatea craterelor s-au format în urma bombardamentului Lunii cu meteoriţi, dar unele din ele constituie rezultatul unei activităţi vulcanice.

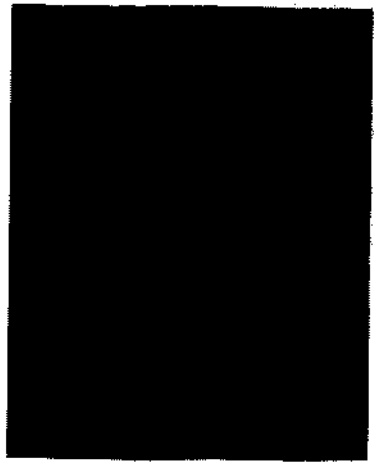


Fig. 9.20. Luna — fotografiată din nava spaţială *Apollo* 8.

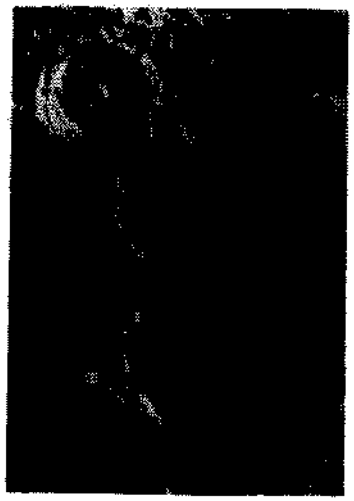


Fig. 9.21. Circul Ptolemeu (jos), craterul Alfons (centru) şi Arzach (sus) — pe Lună.

— *Circurile* — sînt craterе la care lipseşte muntele conic central.

Craterele şi circurile poartă numele unor savanţi: Ptolemeu, Copernic etc. Pe faţa invizibilă de pe Pămînt a Lunii, fotografiată de sondele spaţiale, un crater a primit numele lui Spiru Haret.

Din anumite craterе pornesc *formaţiuni radiale* luminoase.

Am arătat că datorită fenomenului de libraţie, aproape 60% din suprafaţa Lunii este observabilă de pe Pămînt. Înseamnă că peste 40% din suprafaţa ei rămîne invizibilă observatorului terestru *(faţa invizibilă a Lunii)* din cauza sincronismului dintre mişcările de rotaţie şi revoluţie lunară, aceasta putînd fi observată numai din aparate spaţiale. Faţa invizibilă a Lunii a fost fotografiată pentru prima dată în anul 1959, de către staţia interplanetară sovietică *Luna-3*. Mai tîrziu numeroase sonde spaţiale şi sateliţi artificiali ai Lunii, realizaţi de Uniunea Sovietică *(Luna)* şi Statele Unite *(Lunar Orbiter)* au fotografiat de la mică distanţă, în mod sistematic, toată suprafaţa Lunii.

Printre detaliile cele mai remarcabile de pe faţa nevăzută a Lunii sînt: marea Moscovei, marea Visului, craterele Ţiolkovski, Lobacevski, Lomonosov, Maxwell. Pe faţa invizibilă sînt mai puţine mări, acestea fiind mai mici ca pe faţa observată de pe Pămînt. Pe faţa opusă a Lunii, mările sînt regiuni luminoase, nu întunecate, fapt ce se explică prin proprietăţile specifice ale rocilor corespunzătoare.

În ceea ce priveşte originea reliefului lunar, observaţiile duc la concluzia că mările şi munţii au o origine vulcanică, iar

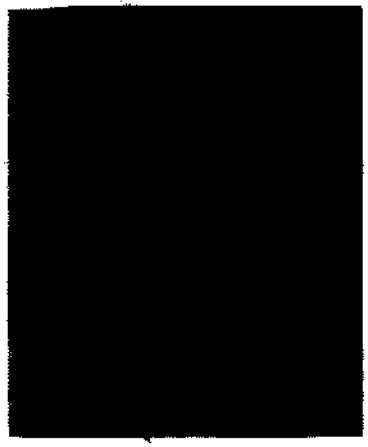


Fig. 9.22. Faţa invizibilă a Lunii, fotografiată de staţia automată interplanetară *Zond 3*.

craterele şi circurile sînt în general rezultatul bombardamentului Lunii cu corpuri meteoritice. Unele formaţii au o origine mixtă: vulcanică şi meteoritică.

3°. **Condiţiile fizice de pe Lună.** Satelitul natural al Terrei, astrul cel mai apropiat de noi, are o rază de 1738 km şi o masă de 81,3 ori mai mică decît masa Pămîntului. Acceleraţia gravitaţională la suprafaţa Lunii este de 1,63 m/s², adică a şasea parte din cea terestră. Viteza de evadare este de 2,38 km/s, adică de 4,7 ori mai mică decît cea corespunzătoare Pămîntului.

Luna este unul din cei mai mari sateliţi naturali din sistemul solar. Avînd o masă ce depăşeşte 0,01 din masa corpului său central, se poate considera că Luna formează împreună cu Pămîntul o planetă dublă (sistemul Pămînt-Lună). Densitatea medie a Lunii (3300 kg/m³) este mai mică decît a Pămîntului, fapt ce se explică teoretic prin lipsa unui nucleu dens în interiorul ei.

Albedoul lunar (puterea de reflexie) este de numai 0,06 în domeniul vizual al spectrului de radiaţii electromagnetice, crescînd cu lungimea de undă.

Măsurările de radiaţie infraroşie şi radio lunară au arătat că *temperatura Lunii*, la suprafaţa ei, la miezul zilei lunare (care durează circa 13,5 z.m), la ecuator ajunge la + 130°C. La miezul nopţii lunare (care durează de asemenea circa 13,5 z.m), temperatura coboară pînă la — 150°C (sau chiar — 170°C). Conductibilitatea termică a Lunii este aşa de mică (comparabilă cu a nisipului uscat în vid), încît la 10 cm adîncime variaţiile diurne şi nocturne de temperatură dispar, temperatura rămînînd constantă în timp, în jurul valorii de — 60°C.

Cercetările optice efectuate de la suprafaţa Pămîntului au arătat că *atmosfera lunară*, dacă ea există, trebuie să fie de 10^9 ori mai puţin densă ca cea terestră. În timp ce la suprafaţa Pămîntului concentraţia moleculară atmosferică este de $2{,}7 \cdot 10^{19}$ cm^{-3}, concentraţia moleculară atmosferică lunară n-ar putea depăşi 10^{10} cm^{-3} (cea corespunzătoare altitudinii de 200 km în atmosfera terestră). Măsurările directe de concentraţie atomică şi moleculară din atmosfera lunară realizate cu ajutorul aparatelor depuse pe Lună de către astronauţii americani au pus în evidenţă o concentraţie de 10^6 atomi de hidrogen şi $6 \cdot 10^4$ atomi de neon pe cm³, în cursul zilei. Noaptea, concentraţia este cu un ordin mai mică.

Fig. 9.23. Diferite forme de relief pe Lună.

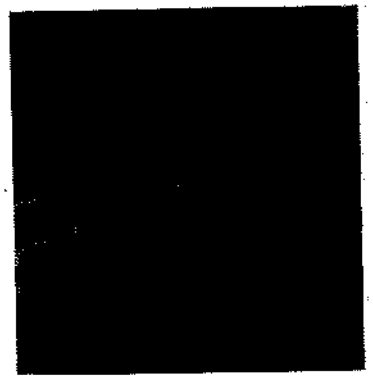


Fig. 9.24. Un astronaut, din echipajul navei *Apollo 12*, pe Lună.

Astfel atmosfera lunară este extrem de rarefiată, iar compoziţia ei chimică diferă net de cea a atmosferei terestre. Atmosfera lunară, ca şi cea terestră, este de origine vulcanică (procese vulcanice pe Lună s-au semnalat şi în zilele noastre). Rarefierea ei extremă se explică prin faptul că atomii şi moleculele din atmosferă au evadat în spaţiu, dobîndind prin agitaţie termică (puternică în cursul zilei lunare) viteze peste viteza de evadare (care este destul de mică). Gaze mai grele ca CO_2 au fost disociate de către radiaţia ultravioletă a Soarelui, iar gazele inerte (Ar, Kr, Xe) au fost eliminate prin interacţiunea cu vîntul solar. Anumite particule din vîntul solar (atomi de H, He, Ne) au fost captate de Lună formînd atmosfera lunară actuală.

Observaţiile astronomice arătaseră că solul lunar are o structură poroasă fapt confirmat de primele aparate cosmice care au aselenizat lin. După aselenizarea primilor cosmonauţi (Armstrong şi Aldrin, în 1969, în cadrul programului american *Apollo*) s-au cules numeroase *mostre de sol lunar*, care au fost aduse pe Pămînt şi analizate. Asemenea mostre au adus şi staţiile sovietice automate *Luna—16* şi *Luna—20*. Analizele arată că densi-

tatea medie a solului lunar este de 1500 kg/m³, iar porozitatea sa este de circa 50%. S-au putut distinge mai multe tipuri de roci constitutive ale solului lunar : roci eruptive poroase cu granulație fină, roci eruptive poroase cu granulație mare, conglomerate de roci eruptive și minerale, particule de praf. În roci s-au pus în evidență aceleași elemente chimice ca și pe Pămînt *(unitatea materială a lumii)*. Dar proporțiile și combinațiile sînt adeseori diferite, ceea ce înseamnă că în condiții fizice diferite s-au format minereuri și roci diferite. Astfel s-a constatat o abundență relativ mare a elementelor grele: Cr, Ti, Zr și o mică abundență de elemente ușoare : Sn, K, Na.

Vîrsta rocilor eruptive lunare este foarte mare, cristalizarea lor producîndu-se cu trei—patru miliarde de ani în urmă. Unele roci lunare s-au cristalizat mult înaintea celor mai vechi roci terestre. Stratul gros de praf de la suprafața Lunii atestă faptul că aceasta este supusă unui bombardament meteoritic continuu (în lipsa unei atmosfere suficient de dense, care să o protejeze).

Studii importante asupra Lunii au efectuat stațiile automate sovietice *Lunohod-1* și *Lunohod-2*, depuse pe suprafața ei în anii 1970 și 1973.

Seismografele plasate pe Lună au înregistrat numeroase cutremure, de mică intensitate, datorite probabil bombardamentelor meteoritice.

Absența cîmpului magnetic lunar (care, în orice caz, trebuie să fie sub 10^{-4} din cel terestru) arată că Luna nu posedă un nucleu lichid în interior. Totuși se consideră că Luna nu este un corp mort din punct de vedere geologic (de pe Pămînt s-au observat emanații vulcanice în regiunea craterului Alfons).

Apa lipsește pe suprafața Lunii, dar nu este exclus ca ea să existe în subsolul lunar.

Din cele arătate mai sus rezultă că satelitul natural al Pămîntului prezintă condiții fizice extrem de aspre, care fac imposibilă apariția și dezvoltarea vieții.

§ 9.6. Asteroizi

Astronomul italian Piazzi, la 1 ianuarie 1801, a descoperit întîmplător un obiect de formă stelară ale cărui coordonate variau de la o noapte la alta. După ce Gauss i-a calculat orbita, s-a constatat că este vorba de o planetă foarte mică, a cărei traiectorie în jurul Soarelui se găsește între cele corespunzătoare

planetelor Marte și Jupiter. Planeta a fost numită Ceres. La scurt timp după aceasta au fost descoperite alte trei planete asemănătoare : Pallas, Vesta și Juno. Apoi, în cursul secolului al XIX-lea au fost descoperite numeroase asemenea planete, care au fost numite *asteroizi* sau *planete mici*.

În prezent se cunosc orbitele* a peste 1800 de planete mici, numărul total al asteroizilor fiind însă mult mai mare. Fiecărui asteroid cu orbită bine determinată i s-a atribuit un număr, în ordinea descoperirii, și un nume propriu (în mod frecvent nume mitologice).

Cel mai mare asteroid este Ceres, care are un diametru de 780 km. Majoritatea asteroizilor au diametre cuprinse între cîțiva km și cîteva zeci de km. Din variația strălucirii lor aparente și a gradului de polarizare a luminii s-a dedus că asteroizii au rotații axiale cu perioade de la 1^h—2^h pînă la circa 18^h. Modul de variație a strălucirii arată că aceștia au o formă neregulată.

Semiaxele mari ale orbitelor planetelor mici sînt în general cuprinse între 2,2 și 3,6 U.A., iar excentricitățile nu sînt prea mari, adică orbitele lor sînt cuprinse între orbitele planetelor Marte și Jupiter. Zona corespunzătoare a sistemului solar se numește inelul (centura) asteroizilor. Există însă asteroizi care ies din această zonă, avînd orbite foarte alungite (excentrice). De exemplu asteroidul Icarus ajunge, la periheliu, la distanța de 0,2 U.A. de Soare, iar asteroidul Hidalgo se îndepărtează, la afeliu pînă la 9,6 U.A. de Soare.

Printre planetele mici există familii de asteroizi care au orbite foarte apropiate. Două din aceste familii se numesc *Grecii* și *Troienii*. Cele două familii se mișcă în jurul Soarelui astfel încît rămîn permanent în planul orbitei planetei Jupiter, formînd cu Soarele și cu Jupiter cîte un triunghi echilateral (la orice moment). Acest tip de mișcare este o confirmare a cazului lui Lagrange a problemei restrînse a celor trei corpuri, mișcarea fiind stabilă față de perturbațiile exercitate de planetele mari.

Numărul total al asteroizilor în spațiul interplanetar este probabil foarte mare, dar noi nu-i putem observa decît pe cei mai mari dintre ei (pe plăcile fotografice s-au pus în evidență cîteva mii de asteroizi, însă numai o parte din aceștia au orbite bine determinate).

Din legea lui Titius-Bode rezultase că între Marte și Jupiter la circa 2,8 U.A. de Soare trebuia să mai existe o planetă (mare).

---

* La Universitatea „Babeș-Bolyai" din Cluj-Napoca, s-au efectuat studii privind mișcarea unor planete mici.

În zona corespunzătoare (distanța medie a asteroizilor este 2,9 U.A.) au fost descoperite planetele mici, care separă planetele terestre de cele gigante. Se pare că în perioada genezei sistemului solar, în această regiune condițiile fizice au fost de asemenea natură, încît a fost imposibilă formarea unei planete intermediare între planetele terestre și cele gigante. Sau dacă o asemenea planetă s-a format ea a fost instabilă. Forma neregulată a asteroizilor arată că aceștia sînt fragmente rezultate în urma unor coliziuni. O eventuală planetă care ar fi existat între Marte și Jupiter s-ar fi putut sfărîma prin ciocnirea cu alte corpuri sau sub acțiunea mareică a planetei Jupiter. De asemenea este posibil ca la formarea sistemului solar să se fi format în zona corespunzătoare mai mulți asteroizi mari (aproape sferici) prin ciocnirea cărora s-au format asteroizii de astăzi.

Una din direcțiile de cercetare ale Centrului de Astronomie și Științe Spațiale din București este studiul planetelor mici.

§ 9.7. Comete

Cometele au reținut atenția omului încă din cele mai vechi timpuri, prezentîndu-se ca niște corpuri cerești care își schimbă continuu poziția și forma. Pînă în secolul al XVI-lea majoritatea astronomilor considerau cometele ca fiind fenomene atmosferice. În anul 1577 Tycho Brahe a demonstrat că acestea sînt fenomene extraatmosferice. Astfel, pe baza observațiilor efectuate simultan la Copenhaga și Praga asupra cometei care a apărut în acel an, el a arătat că respectiva cometă ocupa aceeași poziție față de stele din ambele locuri de observație, de unde deduce că aceasta trebuie să fie mult mai departe decît Luna!

1°. **Mișcarea cometelor.** Astronomul englez Halley (1705) a explicat mișcarea cometelor pe baza legii atracției universale a lui Newton. El a determinat orbitele (heliocentrice) pentru 24 de comete strălucitoare, constatînd că orbitele din anii 1531, 1607 și 1682 se aseamănă, de unde a tras concluzia că era vorba de una și aceeași cometă, care se mișca în jurul Soarelui pe o elipsă foarte alungită cu o perioadă de circa 76 ani. El a prezis că în 1758 cometa va reapare, fapt ce s-a confirmat (după moartea sa), de aceea această cometă (una din cele mai strălucitoare) a primit numele de cometa Halley. Ultima trecere la periheliu

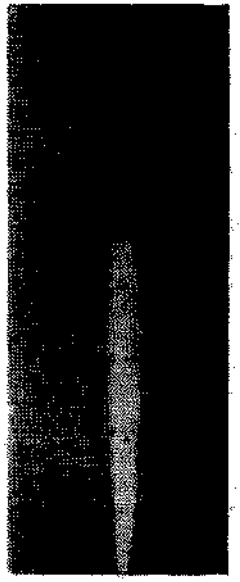


Fig. 9.25. Cometa Halley.

a acestei comete a avut loc în anul 1910, iar următoarea trecere (așteptată cu mult interes) va fi cea din 1986.

După mișcarea lor distingem două clase de comete:

— *Comete cvasiparabolice.* Se numesc *cvasiparabolice* cometele ale căror orbite au excentricități cuprinse între 0,99 și 1,01. Circa 500 de comete au asemenea orbite, de exemplu cometa Ikeya-Seki. O cometă cu excentricitatea orbitei $e = 0{,}999$ și periheliul situat la distanța de 1 U.A. de Soare va avea semiaxa mare de 1000 U.A. și perioada de revoluție $P_{rev} = 32\,000$ ani. La asemenea comete, în cursul civilizației umane, s-a putut observa (eventual) o singură trecere la periheliu. Pentru valori e mai apropiate de 1, perioadele de revoluție ating milioane de ani, cometele respective îndepărtîndu-se de Soare pînă la distanțe comparabile cu distanțele stelare. Evident, pentru $e \geqslant 1$ cometele părăsesc sistemul solar pe orbitele parabolice sau hiperbolice *(comete aperiodice)*.

Cometele (cu orbite) cvasiparabolice au planele orbitelor orientate la întîmplare (diferitele valori ale înclinării orbitei pe ecliptică, i, sînt la fel de probabile), spre deosebire de orbitele planetare care se găsesc în plane apropiate de planul eclipticii (unghiul de înclinare i este mic). Acest fapt, ca și valorile mari ale semiaxelor orbitelor, pentru cometele cu orbite eliptice foarte

alungite, arată că ele provin dintr-un nor sferic ce înconjoară sistemul solar, care se întinde pînă la zeci şi (poate) sute de mii U.A. Raza norului de nuclee cometare *(ipoteza lui Oort)* se estimează a fi de ordinul unui parsec. În acest nor nucleele cometare au orbite cvasicirculare faţă de Soare şi numai datorită unor perturbaţii îşi modifică orbita şi intră în sistemul solar, dînd naştere fenomenului cometar.

— *Comete periodice**. Se numesc *periodice* cometele care au fost observate cel puţin de două ori trecînd la periheliu. Se cunosc circa 100 asemenea comete (cu perioada de revoluţie sub 200 de ani). Ca şi planetele, cometele periodice au planele orbitelor apropiate de planul eclipticii.

Se consideră că iniţial, la intrarea în sistemul solar, toate cometele au orbite cvasiparabolice, mai exact elipse foarte alungite. Datorită perturbaţiilor exercitate de planete şi în primul rînd de planeta Jupiter, orbitele lor se modifică, devenind fie periodice cu perioadă relativ scurtă, fie strict aperiodice (cu $e \geqslant 1$), părăsind sistemul solar.

O caracteristică a mişcării cometelor este faptul că (datorită maselor lor mici) aceasta este afectată de numeroase *perturbaţii negravitaţionale*, cauzate de : forţa reactivă datorită variaţiei masei, presiunea luminii, rezistenţa mediului interplanetar etc.

În prezent se descoperă anual, în medie, cîte cinci comete noi. O cometă nou descoperită primeşte o denumire provizorie care cuprinde numele descoperitorului, anul descoperirii şi o literă mică indicînd ordinea cronologică a descoperirii în anul respectiv (a, b, c, ...). Mai tîrziu, după calculul orbitei cometei, aceasta primeşte o denumire definitivă care cuprinde anul trecerii cometei la periheliu şi o cifră romană care indică ordinea trecerii la periheliu (faţă de alte comete cu trecerea în acelaşi an). Astfel, cometa descoperită la 8 noiembrie 1956 de către Arend şi Roland a primit denumirea definitivă : *cometa 1957 III* (a treia cometă care a trecut prin periheliu în anul 1957).

Printre cometele cu perioadă scurtă (3—10 ani) se distinge „familia lui Jupiter", care cuprinde un grup mare de comete, avînd afeliile la fel de îndepărtate de Soare ca şi orbita planetei Jupiter. Se consideră că această familie s-a format prin capturarea unor comete cvasiparabolice.

* Riguros vorbind, o cometă a cărei orbită are excentricitatea $e < 1$ este periodică, iar una pentru care $e \geqslant 1$ este aperiodică. Din cauza erorilor de observaţie, o cometă pentru care s-a găsit $e \simeq 0{,}999$, poate fi în realitate o cometă aperiodică. O nouă trecere la periheliu care să confirme periodicitatea ar urma să aibă loc numai după zeci de mii de ani.

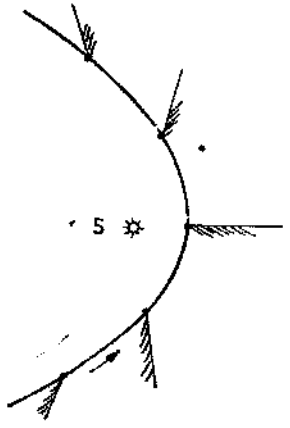


Fig. 9.26. Evoluţia fenomenului cometar (prezentare schematică).

2°. **Evoluţia fenomenului cometar.** La intrarea în sistemul solar, o cometă cvasiparabolică se prezintă ca un *nucleu* (solid) cu diametrul de 1—30 km, avînd o masă de ordinul 10^{-9} mase terestre. Materia sa (apă, metan, bioxid de carbon ş.a.) este îngheţată, prezentîndu-se ca un conglomerat de gheaţă, granule metalice, praf etc. Cît timp acest nucleu este la o distanţă suficient de mare de Soare pentru a rămîne îngheţat, el nu este observat de pe Pămînt.

Cînd nucleul cometar ajunge la o distanţă de 2—3 U.A. de Soare substanţa sa sublimează, gazele emanate antrenînd cu ele particule de praf şi formînd un înveliş de gaze şi praf în jurul nucleului, numit *coama* cometei. Cometa devine observabilă ca un obiect ceresc nebular (un corp cu aspect stelar — nucleul, înconjurat de o mică nebuloasă — învelişul de gaze şi praf, numit coamă). Diametrul coamei poate atinge 50 000—100 000 km (dimensiuni comparabile cu cele ale planetei Jupiter).

Pe măsură ce cometa se apropie de Soare procesul de eliberare a gazelor din nucleu se accelerează). Vîntul solar (particule din plasma solară expulzate în spaţiu cu viteze de ordinul a 500 km/s) şi presiunea radiaţiei electromagnetice solare împing gazele emanate spre partea nucleului opusă Soarelui, formîndu-se astfel *coada cometei*. Strălucirea cometei creşte, atît datorită radiaţiei reflectate cît şi excitării gazelor emanate. Din *capul cometei* (nucleul — partea cea mai strălucitoare a cometei —

și coama) se desfășoară, în partea opusă Soarelui, coada cometei, avînd aspectul unei formațiuni gazoase, aproximativ conice. Coada atinge dimensiuni de ordinul a 10^8 km, ceea ce înseamnă că densitatea gazelor care o formează este foarte mică. (La unele comete cozile ating cîteva unități astronomice). Strălucirea cometei și dimensiunile cozii sînt maxime în momentul trecerii cometei prin periheliul orbitei sale. După acest moment toate procesele descrise se desfășoară în sens invers: strălucirea scade, coada se restrînge, gazele revin (parțial) pe nucleu și la ieșirea din sistemul solar cometa se reduce la nucleul său înghețat.

Savantul sovietic Bredihin a dat o clasificare a cozilor cometare după raportul dintre forțele de repulsie (vîntul solar, presiunea luminii) și cele de atracție care acționează asupra lor, raport care determină forma acestor cozi.

Determinarea maselor cometare este dificilă deoarece sînt foarte mici și chiar la trecerile apropiate de planete, cometele nu produc perturbații sensibile în mișcarea acestora. Cercetările arată că limita superioară a maselor cometare este 10^{-4} mase terestre, aceste mase putînd fi cu cîteva ordine mai mici (adică de ordine de mărime în jur de 10^{-9} mase terestre).

Coama și coada cometei reprezintă o atmosferă gazoasă foarte rarefiată, cu o concentrație moleculară de 10^5-10^{10} cm^{-3} (limita inferioară corespunde cozii).

Deoarece masele cometare sînt mici, o eventuală întîlnire a unei comete cu Pămîntul n-ar avea practic nici o consecință asupra acestuia. O eventuală trecere a Pămîntului prin coada unei comete n-ar avea altă consecință decît o creștere ușoară (temporară) a strălucirii cerului nocturn. O ciocnire a Pămîntului cu nucleul cometei ar produce o puternică „ploaie meteoritică".

Observațiile efectuate asupra cometelor periodice au arătat că acestea sînt supuse unui proces de dezagregare rapidă. Strălucirea cometelor cu perioadă scurtă scade cu timpul și în unele cazuri procesul de dezagregare s-a observat aproape direct. Acesta este cazul cometei Biela, descoperită în anul 1772 și observată în anii 1815, 1826 și 1832. Cînd a fost revăzută în anul 1845 s-a constatat că dimensiunile ei sînt mărite, iar în ianuarie 1846 astronomii au fost uimiți observînd două comete în loc de una. Calculîndu-se mișcarea lor relativă s-a dedus că procesul de despicare în două avusese loc cu un an mai înainte, dar cît timp componentele erau apropiate creau impresia unei singure comete. Cometa Biela a mai fost observată și la trecerea

următoare prin periheliu, cînd una din componente era mult mai slabă decît cealaltă, după care n-a mai fost revăzută. La o trecere ulterioară, pe orbita corespunzătoare cometei Biela a apărut o ploaie meteoritică, ceea ce dovedea că fosta cometă Biela s-a dezagregat complet în materie meteoritică. În mod analog se explică și dispariția cometelor Taylor, Pajdušakova, despicarea cometei Ikeya-Seki etc.

O cometă remarcabilă în deceniul trecut a fost cometa Kohoutek.

În anul 1943, profesorul român V. Daimaca a descoperit două comete care îi poartă numele.

§ 9.8. Materia neorganizată din sistemul solar

În paragrafele anterioare am descris materia organizată din sistemul solar, care se prezintă sub forma unor corpuri cu o structură bine determinată și cu o stabilitate relativ mare, așa cum sînt planetele, sateliții acestora etc. Mai departe ne vom ocupa cu materia neorganizată a sistemului solar care nu se mai caracterizează prin stabilitatea formei și structurii. Delimitarea între cele două forme de materie este mai mult sau mai puțin convențională pentru că adesea este greu de făcut distincție între un asteroid mic sau un corp meteoric mare (bolid).

1°. **Corpuri meteorice.** În nopțile senine se observă adesea apariția neașteptată a unor obiecte cerești cu aspect stelar, care se deplasează rapid pe bolta cerească, producînd cîte o dîră luminoasă, ce poate dura cîteva secunde. Fenomenul de producere a unei asemenea dîre luminoase se numește *meteor*. Meteorii au fost observați din cele mai vechi timpuri, fiind numiți impropriu „stele căzătoare". Mult timp astronomii n-au acordat atenție meteorilor, considerîndu-i ca un fenomen atmosferic asemănător cu fulgerul. Abia la sfîrșitul secolului al XVIII-lea, pe baza observațiilor efectuate din două puncte terestre suficient de îndepărtate, s-au determinat pentru prima dată înălțimile și vitezele meteorilor. S-a demonstrat astfel că meteorii sînt produși de corpuri cosmice, care vin din spațiul interplanetar și intră în atmosfera terestră cu viteze (cosmice) de la cîțiva km/s pînă la cîteva zeci de km/s și se consumă prin ardere la o altitudine de circa 80 km. Aceste corpuri se numesc *corpuri meteorice* (dacă au dimensiuni și mase mici, se numesc *particule meteorice*). Cor-

Fig. 9.27. Fotografie a unui meteor.

purile meteorice sînt fragmente care provin din dezagregarea altor corpuri cerești și circulă în spațiul interplanetar pe orbite heliocentrice.

Studiul sistematic al fenomenului meteoric a început abia în secolul al XX-lea. Frecvența meteorilor și distribuția lor pe cer nu sînt totdeauna regulate. Uneori se observă *roiuri de meteori* sau *curenți de meteori* care în cursul unui anumit interval de timp — cîteva nopți — apar aproximativ în aceeași regiune a cerului. Prelungind urmele lor se constată că se intersectează în același punct numit *radiant*. Numeroase roiuri meteorice sînt periodice; ele revin an după an și se numesc după numele constelațiilor în care sînt așezați radianții lor. Cînd orbita heliocentrică a unui roi meteoric intersectează orbita terestră (în regiunea radiantului corespunzător) în atmosferă se produce o *ploaie meteorică* (sau *aversă meteorică*). Asemenea roiuri sînt Perseidele (iulie—august), Leonidele (noiembrie) etc.

Meteorii care nu aparțin unor roiuri se numesc *sporadici*. Se pare că distribuția statistică a orbitelor meteorilor sporadici este similară cu distribuția orbitelor cometelor periodice. În ceea ce privește roiurile meteorice, acestea au orbite apropiate de cele ale unor comete care s-au dezagregat (de ex. cometa Biela). Astfel, se consideră că, în general, corpurile meteorice provin din dezagregarea cometelor sau a unor asteroizi.

În decurs de 24 ore atmosfera terestră este străbătută de 10^8 meteori mai strălucitori decît stelele de magnitudinea 5. Cu cît sînt mai slabi cu atît sînt mai numeroși, ceea ce înseamnă că frecvența corpurilor de mici dimensiuni (particule) care intră în atmosferă este mult mai mare decît a celor de mari dimensiuni. Meteorii cei mai strălucitori se numesc *bolizi*; uneori aceștia se pot vedea chiar și ziua. Fiind meteori de mari dimensiuni, bolizii

nu se consumă în întregime în atmosferă. Partea nearsă a unui bolid, căzută pe Pămînt se numește *meteorit*. Apariția unui bolid strălucitor este însoțită de producerea unei unde de șoc, de fenomene acustice, în urma lui formîndu-se o coadă de fum.

În prezent observarea meteorilor se face prin supraveghere fotografică a cerului și cu ajutorul radarului. S-au obținut spectre ale meteorilor care prezintă linii de emisie ale metalelor. La trecerea unei particule meteorice prin atmosferă, aceasta este frînată datorită frecării, se încălzește și începe să se volatilizeze, formîndu-se în jurul ei un nor de gaz incandescent. Spectrul acestuia arată care este compoziția chimică a meteorului.

Corpurile meteorice sînt corpuri poroase, constituite din particule de mici dimensiuni. O particulă meteorică cu masa de 3 mg și diametrul de 0,3 mm, cu viteză heliocentrică mare (50—60 km/s) poate produce un meteor de magnitudinea 5. În general, însă, particule cu asemenea dimensiuni produc meteori mult mai slabi. Corpurile meteorice au, în medie, masa de ordinul unui gram și o densitate de 0,1 g/cm^3.

2°. **Meteoriți.** Am văzut că bolizii provin din corpuri meteorice de mari dimensiuni (deci avînd mase mari), care nu se consumă complet în atmosfera terestră. Dacă unghiul format de traiectoria corpului meteoric cu verticala este mare, atunci acesta iese din atmosferă (fără a se fi consumat în întregime) și își continuă drumul prin spațiul interplanetar. Dacă, însă, acest unghi este mic, atunci după frînarea în atmosferă, restul nears al corpului cade liber pe Pămînt, corpul căzut numindu-se *meteorit*. Meteoriții au fost cunoscuți din cele mai vechi timpuri (ca „pietre căzute din cer") și probabil că primele unelte din fier, care au jucat un rol considerabil în evoluția culturilor preistorice, au fost făcute din fier meteoritic.

Cercetarea sistematică a meteoriților a început numai în secolul al XIX-lea.

Exceptînd eșantioanele de roci lunare (aduse pe Pămînt în cadrul programului american *Apollo* și în cadrul programului sovietic *Luna*), meteoriții sînt, deocamdată, singurele corpuri cosmice care pot fi studiate în laboratoarele terestre, de aceea studiul lor prezintă o mare importanță științifică.

După structura și compoziția lor chimică meteoriții se împart în trei grupe mari: *aerolîți* sau meteoriți pietroși, *siderolîți* sau meteoriți feroși — pietroși și *sideriți* sau meteoriți feroși. Se estimează că în spațiul cosmic predomină meteoriții pietroși (80—90% din numărul total). Meteoriții conțin aceleași elemente chimice ca și Pămîntul, demonstrînd unitatea materială a lumii,

însă compoziția chimică (proporția elementelor) și structura variază de la un meteorit la altul. Analizele chimice arată că meteoriții feroși conțin în medie 89% fier, 9,1% nichel, aproape 0,6% cobalt și alte elemente în proporție mult mai mică. Meteoriții pietroși conțin 36% oxigen, 26% fier, 18% siliciu, 14% magneziu ș.a. Meteoriții feroși — pietroși au o compoziție chimică intermediară. După conținutul în oxigen și siliciu meteoriții pietroși se aseamănă cu scoarța terestră, dar proporția de metale este mai mare. Compoziția chimică a meteoriților și structura lor cristalină arată că materia meteorică s-a format în condiții de înaltă presiune și de temperatură ridicată, ceea ce înseamnă că aceasta provine din corpuri de dimensiuni mai mari.

Cu ajutorul elementelor radioactive s-a determinat vîrsta meteoriților, care variază în funcție de eșantionul analizat, fiind cuprinsă între cîteva sute de milioane și cîteva miliarde de ani.

După cum am văzut, corpurile meteorice mici se consumă în atmosferă prin ardere, iar cele mari sînt frînate de atmosferă producînd căderi de meteoriți. Dar ce se întîmplă cu corpurile foarte mari cu mase de $10^5 - 10^8$ tone? Pentru un asemenea bolid gigant frecarea atmosferică nu mai este destul de eficientă pentru a-l frîna, astfel, încît pe ultima parte a traiectoriei să cadă liber. Corpul meteoric va ciocni Pămîntul cu o viteză cosmică, energia lui cinetică se va transforma în căldură, volatilizîndu-l și pulverizîndu-l, iar la locul impactului se va forma un crater uriaș. O asemenea ciocnire poate produce mari incendii și cutremure de pămînt. Asemenea cratere meteorice există pe suprafața Pămîntului, unul din cele mai mari fiind craterul din Arizona, avînd diametrul de 1200 m, adîncimea de 200 m și o vîrstă de circa 5000 ani (fig. 9.28). Numărul mic de cratere meteoritice de pe Pămînt (în comparație cu Luna sau planeta

Fig. 9.28. Crater produs de un meteorit în Arizona (S.U.A.).

Mercur, de exemplu) se explică prin prezența atmosferei terestre, care exercită un rol protector față de căderile meteoritice: viteza corpului este redusă prin frecare cu atmosfera, masa lui este micșorată prin ardere și, de cele mai multe ori, corpul explodează în atmosferă, despicîndu-se în mai multe fragmente mici înainte de a atinge solul terestru.

Un bolid enorm a explodat în anul 1908 în apropierea riului Podkamennaia Tunguska *(meteoritul Tunguska)* în Siberia. Expediția organizată acolo după 20 de ani a constatat consecințele unei adevărate catastrofe: pe o rază de 30 km toți copacii erau doborîți de unda de șoc. S-au găsit mai multe cratere mici dar nu s-au găsit corpuri meteoritice. Se consideră că bolidul s-a dislocat în atmosferă prin explozie. Probabil că bolidul era o cometă mică, cu o masă de peste 40 000 tone.

Cel mai mare meteorit cunoscut este *meteoritul Hoba*, din Africa de sud-vest, constînd dintr-un bloc de 60 tone. La New York se găsește un meteorit de 40 tone, adus de la capul York (Groenlanda). Un meteorit mare a căzut la 12 februarie 1947 la Sihote — Alinsk, în U.R.S.S. (Extremul Orient), care s-a găsit sub forma unui mare număr de fragmente, adunîndu-se peste 23 tone de materie meteoritică.

Datorită căderilor de meteoriți masa Pămîntului crește anual cu cîteva sute de tone.

În țara noastră o ploaie meteorică a căzut în anul 1882, la Mociu (județul Cluj). Meteoritul cel mai mare a avut 35,5 kg.

3°. **Lumina zodiacală și lumina antisolară.** Din zona tropicală a Pămîntului, mai ales primăvara și toamna, după apusul Soarelui, respectiv înainte de răsăritul lui, pe o noapte senină fără Lună se poate observa de-a lungul eclipticii o fîșie luminoasă, numită *lumină zodiacală* (observîndu-se în constelațiile zodiacale). Strălucirea fîșiei scade cu distanța unghiulară față de Soare (măsurată în planul eclipticii).

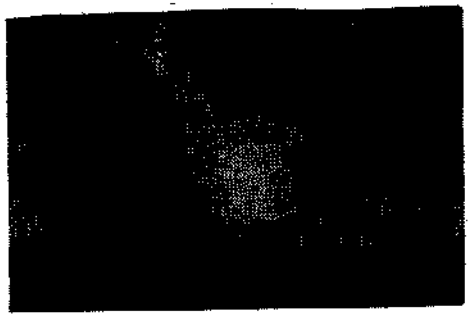


Fig. 9.29. Lumina zodiacală.

În regiunea cerului opusă Soarelui — regiunea „antisolară" — în condiții de bună vizibilitate se poate observa o pată nebuloasă cu un diametru de circa zece grade, numită *lumină antisolară*.

Fenomenele de lumină zodiacală și lumină antisolară se datoresc difuziei radiației electromagnetice solare de către praful interplanetar, format în cea mai mare parte din particule de cîțiva microni. Aceste particule de praf rezultă prin dislocarea cometelor și asteroizilor și fragmentarea progresivă a rămășițelor acestora. Praful interplanetar formează un nor lenticular cu centrul în Soare și avînd ca plan de simetrie planul mediu al orbitelor planetare.

Cercetări recente au arătat că spațiul interplanetar, în afară de praf, conține gaz ionizat cu o concentrație ionică de circa 10^3 cm^{-3}. Astfel fenomenul de lumină zodiacală se poate explica parțial prin difuzia electron-electron, fenomen care are loc și în coroana solară. Difuzia electron-electron trebuie să fie însoțită de o polarizare puternică, polarizare care se și observă în lumina zodiacală.

Fenomenele de lumină zodiacală și lumină antisolară sînt încă puțin studiate și date mai convingătoare cu privire la natura lor fizică se așteaptă să se obțină cu ajutorul sondelor spațiale.

În concluzie putem spune, deci, că materia neorganizată din sistemul solar (materia interplanetară) este formată din corpuri meteorice (cu dimensiuni de la fracțiuni de mm pînă la cele corespunzătoare asteroizilor mici), praf interplanetar și gaz interplanetar.

Ca și componente ale sistemului solar pot fi considerate, de asemenea, *radiația electromagnetică solară* și radiația corpusculară solară, flux de particule elementare emise de Soare, care se propagă în spațiu sub formă de *vînt solar*.

Cunoașterea detaliată a structurii sistemului solar permite înțelegerea originii și evoluției acestui sistem. Această problemă este o parte a problemei originii (genezei) și evoluției stelelor, care va fi tratată în volumul al II-lea.

BIBLIOGRAFIE

Aghekian, T.A., *Stele, Galaxii, Metagalaxia* (traducere din l. rusă de I. Mihăilă), Ed. Științifică, București, 1974.

Andreescu, D. Șt., *Enciclopedia programelor spațiale* (1957—1977), Ed. Militară, București, 1979.

* * * *Anuarul Observatorului din București**, Ed. Academiei R.S.R., 1960—1982.

Bakulin, P.I.; Kononovici, E.V.; Moroz, V.I., *Kurs obșcei Astronomii*, Izd. 2 „Nauka", Moskva, 1970.

Bakouline, P.; Kononovitch, E.; Moroz, V., *Astronomie générale*, Ed. „Mir", Moscou, 1975.

Bratu, G., *Curs de Astronomie* (litografiat), Univ. Cluj, 1942.

Bronwer, D.; Clemence, G., *Methods of Celestial Mechanics*, Academic Press, New York, London, 1961 (trad. în l. rusă, Izd. „Mir", Moskva, 1964).

* * * *Bucharest KSZ Catalogue of Faint Stars* (sub îngrijirea E. Marcus), Ed. Acad. R.S.R., 1970.

Chiș, Gh.; Pál, Á, *Astronomie* (Curs de inițiere), fasc. I, Universitatea „Babeș-Bolyai" Cluj-Napoca, 1975.

Coculescu, N., *Curs de Astronomie teoretică*, Ed. „Cartea Românească", București, 1929.

Curea, I., *Atlas descriptiv*, Universitatea din Timișoara, 1970.

Curea, I., *Introducere în Astronomie*, fasc. I—II, Universitatea din Timișoara, 1971.

Dagaev, M.M., *Laboratornîi praktikum po kursu obșcei Astronomii*, Izd. „Vîsșaia școla", Moskva, 1963, 1972.

Danjon, A., *Astronomie générale*, Ed. Sennac, Paris, 1959.

Demetrescu, G., *Curs de Astronomie* (litografiat), Facultatea de Științe, București, 1948.

Dinulescu, N.I., *Astronomie fundamentală*, Ed. Didactică și Pedagogică, București, 1968.

Drâmbă, C., *Elemente de mecanică cerească*, Ed. Tehnică, București, 1958.

Duboșin, G.N., *Nebesnaia mehanika. Analiticeskie i kacestvennîe metodî*, Izd. „Nauka", Moskva, 1964.

Duboșin, G.N., *Nebesnaia mehanika. Osnovnîe zadaci i metodî*, Izd, „Nauka", Moskva, 1968.

Gamov, G., *O planetă numită Pămînt* (traducere din l. engleză; prefață și note de C. Popovici), Ed. Științifică, București, 1968.

Gheorghiu, C.C., *Zborul spre infinit*, Editura Dacia, Cluj-Napoca, 1980.

Hosmer, G.L., *Practical Astronomy*, Chapman and Hall, London, 1956.

* În ultimii ani a luat denumirea de „Anuarul astronomic" (Centrul de Astronomie și Științe Spațiale București).

Hoyle, F., *Frontiers of Astronomy*, Ed. Heineman, London, Melbourne, Toronto, 1959.
Iacob, C., *Mecanică teoretică*, Ed. Didactică şi Pedagogică, Bucureşti, 1971.
Ley, W., *Observatorii cerului* (traducere din l. engleză de V. Nadolschi), Ed. Tineretului, Bucureşti, 1968.
Lovell, B., *The Exploration of Outer Space*, Oxford University Press, London, 1962.
Lovell, B., *Our Present Knowledge of the Universe*, Manchester University Press, 1967.
Marcus, E., *Astrometria contemporană*, Ed. Ştiinţifică şi Enciclopedică, Bucureşti, 1979.
Minnaert, M.G.J., *Practical Work in Elementary Astronomy*, D. Reidel Publ. Company, Dordrecht-Holland, 1969.
Mioc, V., Oproiu, T., *Rachete spaţiale*, Ed. Ştiinţifică şi Enciclopedică, Bucureşti, 1978.
Motz, L., Duveen, A., *Essentials of Astronomy*, Blakie and Son Ltd., London, Glasgow, 1966.
Nadolschi, V., *Astronomie generală* (litografiat), Ed. Didactică şi Pedagogică, Bucureşti, 1963.
Newton, I., *Principiile matematice ale filozofiei naturale* (traducere din limba latină de V. Marian), Ed. Academiei R.S.R, Bucureşti, 1956.
Niţă, M.M., *Teoria zborului spaţial*, Ed. Academiei R.S.R., Bucureşti, 1973.
Pascaru, I., *Racheta*, Ed. Militară, Bucureşti, 1959.
Perel, I.G., *Dezvoltarea concepţiilor despre Univers* (traducere din l. rusă de V. Nadolschi), Ed. Ştiinţifică, Bucureşti, 1964.
Petrescu, G., *Astronomie elementară*, Ed. Ştiinţifică, Bucureşti, 1962.
Petrescu, G.; Podlowski-Ciudin, C., *Exerciţii şi probleme de trigonometrie sferică şi astronomie*, Ed. Didactică şi Pedagogică, Bucureşti, 1963.
Podobed, V.V., *Fundamentalnaia Astrometriia*, Izd. Fiz.—Mat. Lit. Moskva, 1962.
Popov, P.I.; Baev, K.L.; Voronţov-Veliaminov, B.A.; Kuniţkii, R.V., *Astronomia* (traducere din l. rusă), Ed. Tehnică, Bucureşti, 1956.
Popovici, C.; Stănilă, G.; Ţifrea, E.; Zăgănescu, F., *Dicţionar de astronomie şi astronautică*, Editura Şt. şi Enciclopedică, Bucureşti, 1977.
Simionescu, Gb. D., *Trigonometrie sferică*, Ed. Tehnică, Bucureşti, 1965.
Stănilă, G., *Sisteme calendaristice*, Ed. Şt. şi Enciclopedică, Bucureşti, 1980.
Stoenescu, Al., *Racheta şi satelitul artificial*, Ed. Tehnică, Bucureşti, 1958.
Stoenescu, Al., *Elemente de cosmonautică*, Ed. Tehnică, Bucureşti, 1962.
Struve, O.; Lynds, B.; Pillans, N., *Elementary Astronomy* (traducere în l. rusă, Izd. „Nauka", Moskva, 1964).
Todoran, I., *Cît mai aproape de stele (Astronomie generală)*, Editura Dacia, Cluj-Napoca, 1977.
Todoran, I., *Eclipsele şi prevederea lor*, Editura Ştiinţifică şi Enciclopedică, Bucureşti, 1977.
Unsöld, A., *Der neue Kosmos*, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 1967.
Ureche, V., *Astronomie generală*, Universitatea „Babeş-Bolyai", Cluj-Napoca, 1975.
Voronţov-Veliaminov, B.A., *Sbornik zadaci i uprajnenii po astronomii*, Izd. Fiz. — Mat. Lit., Moskva, 1963.
Watson, F.G., *Between the Planets*, Doubleday Comp., New York, 1962.
Whipple, F.L., *Earth, Moon and Planets*, Ed. Harvard University Press, Cambridge Massachusetts, 1969.
Wyatt, S.P., *Principles of Astronomy*, Allyn and Bacon Inc., Boston, 1971.
Zagrebin, D.V., *Vvedenie v Astrometriiu*, Izd. „Nauka", Moskva, Leningrad, 1966.
Revistele: „Acta Astronomica", „Astronomical Journal", „Astronomiceskii Jurnal", „Astronomy and Astrophysics", „L'Astronomie", „Mercury", „Nature", „Science et Vie", „Sky and Telescope", „Zemlia i Vselennaia", „Znanie" ş.a.

ANEXE

Constelațiile

Anexa 1

Denumirea în limba latină	Genitivul în limba latină	Prescurtarea	Denumirea în limba română
Andromeda	Andromedae	And	Andromeda
Antlia	Antliae	Ant	Pompa pneumatică
Apus	Apodis	Aps	Pasărea Paradisului
Aquarius	Aquarii	Aqr	Vărsătorul
Aquila	Aquilae	Aql	Vulturul
Ara	Arae	Ara	Altarul
Aries	Arietis	Ari	Berbecul
Auriga	Aurigae	Aur	Vizitiul
Bootes	Bootis	Boo	Bouarul
Caelum	Caeli	Cae	Dalta Gravorului
Camelopardalis	Camelopardalis	Cam	Girafa
Cancer	Cancri	Cnc	Racul
Canes Venatici	Canum Venaticorum	CVn	Câinii de Vînătoare
Canis Major	Canis Majoris	CMa	Câinele Mare
Canis Minor	Canis Minoris	CMi	Câinele Mic
Capricornus	Capricorni	Cap	Capricornul (Capra)
Carina	Carinae	Car	Carena
Cassiopeia	Cassiopeiae	Cas	Cassiopeia
Centaurus	Centauri	Cen	Centaurul
Cepheus	Cephei	Cep	Cefeu
Cetus	Ceti	Cet	Balena
Chamaeleon	Chamaeleonis	Cha	Camelconul
Circinus	Circini	Cir	Compasul
Columba	Columbae	Col	Porumbelul
Coma Berenices	Comae Berenices	Com	Părul Berenicei
Corona Australis	Coronae Australis	CrA	Coroana Australă
Corona Borealis	Coronae Borealis	CrB	Coroana Borealâ
Corvus	Corvi	Crv	Corbul
Crater	Crateris	Crt	Cupa
Crux	Crucis	Cru	Crucea
Cygnus	Cygni	Cyg	Lebăda
Delphinus	Delphini	Del	Delfinul
Dorado	Doradus	Dor	Peștele de Aur
Draco	Draconis	Dra	Dragonul
Equuleus	Equulei	Equ	Calul Mic
Eridanus	Eridani	Eri	Eridanul
Fornax	Fornacis	For	Cuptorul
Gemini	Geminorum	Gem	Gemenii
Grus	Gruis	Gru	Cocorul
Hercules	Herculis	Her	Hercule
Horologium	Horologii	Hor	Orologiul
Hydra	Hydrae	Hya	Hidra

Anexa 1 (continuare)

Denumirea în limba latină	Genitivul în limba latină	Prescurtarea	Denumirea în limba română
Hydrus	Hydri	Hyi	Hidra Australă
Indus	Indi	Ind	Indianul
Lacerta	Lacertae	Lac	Șopîrla
Leo	Leonis	Leo	Leul
Leo Minor	Leonis Minoris	LMi	Leul Mic
Lepus	Leporis	Lep	Iepurele
Libra	Librae	Lib	Balanța
Lupus	Lupi	Lup	Lupul
Lynx	Lyncis	Lyn	Rîsul (Linxul)
Lyra	Lyrae	Lyr	Lăra
Mensa	Mensae	Men	Masa
Microscopium	Microscopii	Mic	Microscopul
Monoceros	Monocerotis	Mon	Unicornul
Musca	Muscae	Mus	Musca
Norma	Normae	Nor	Echerul (Rigla)
Octans	Octantis	Oct	Octantul
Ophiucus	Ophiuchi	Oph	Ofiucus (Omul cu Șarpele)
Orion	Orionis	Ori	Orion
Pavo	Pavonis	Pav	Păunul
Pegasus	Pegasi	Peg	Pegas
Perseus	Persei	Per	Perseu
Phoenix	Phoenicis	Phe	Pasărea Fenix
Pictor	Pictoris	Pic	Pictorul
Pisces	Piscium	Psc	Peștii
Piscis Austrinus	Piscis Austrini	PsA	Peștele Austral
Puppis	Puppis	Pup	Pupa
Pyxis	Pyxidis	Pyx	Busola
Reticulum	Reticuli	Ret	Reticulul
Sagitta	Sagittae	Sge	Săgeata
Sagittarius	Sagittarii	Sgr	Săgetătorul
Scorpius	Scorpii	Sco	Scorpionul
Sculptor	Sculptoris	Scl	Sculptorul
Scutum	Scuti	Sct	Scutul
Serpens	Serpentis	Ser	Șarpele
Sextans	Sextantis	Sex	Sextantul
Taurus	Tauri	Tau	Taurul
Telescopium	Telescopii	Tel	Telescopul
Triangulum	Trianguli	Tri	Triunghiul
Triangulum Australe	Trianguli Australis	TrA	Triunghiul Austral
Tucana	Tucanae	Tuc	Tucanul
Ursa Major	Ursae Majoris	UMa	Ursa Mare (Carul Mare)
Ursa Minor	Ursae Minoris	UMi	Ursa Mică (Carul Mic)
Vela	Velorum	Vel	Velele
Virgo	Virginis	Vir	Fecioara
Volans	Volantis	Vol	Peștele Zburător
Vulpecula	Vulpeculae	Vul	Vulpea (Vulpișoara)

Anexa 2

ELEMENTELE ORBITELOR PLANETELOR MARI
(pentru epoca 1950,0)

Planeta	Semiaxa mare a orbitei		Perioada de revoluție siderală		Perioada de revoluție sinodică (zile)
	U.A.	10^6 km	ani tropici	zile	
Mercur	0,387099	57,91	0,24085	87,969	115,88
Venus	0,723332	108,21	0,61521	224,700	583,92
Pământul	1,000000	149,60	1,00004	365,257	
Marte	1,52369	227,94	1,88089	686,980	779,94
Jupiter	5,2028	778,34	11,86223	4332,587	398,88
Saturn	9,540	1427,2	29,45772	10759,21	378,09
Uranus	19,18	2869,3	84,013	30685	369,66
Neptun	30,07	4498,5	164,79	60188	367,49
Pluton	39,44	5900	248,4	90700	366,74

Planeta	Mișcarea diurnă medie	Excentricitatea orbitei	Înclinarea pe ecliptică	Longitudinea	
				nodului ascendent	periheliului
Mercur	14732″,4197	0,206625	7°00′13″,8	47°44′16″	76°40′32″
Venus	5767 ,6698	0,006793	3 23 39 ,3	76 14 11	130 51 20
Pământul	3548 ,1928	0,016729			102 04 41
Marte	1886 ,5183	0,093357	1 51 00 ,0	49 10 25	335 58 19
Jupiter	299 ,1283	0,048417	1 18 21 ,2	99 56 55	13 31 33
Saturn	120 ,4547	0,055720	2 29 26 ,1	113 13 37	92 04 39
Uranus	42 ,231	0,0471	0 46 22 ,0	73 43 36	169 51
Neptun	21 ,534	0,0087	1 46 28 ,1	131 13 51	44 10
Pluton	14 ,29	0,247	17 08 24	109 38 02	223 30

Planeta	Viteza medie pe orbită în km/s	Distanța față de Pământ în 10^6 km		Avansul periheliului		Perioada de rotație (în timp mediu)	Înclinarea ecuatorului pe orbită
		maximă	minimă	teorie	observație		
Mercur	47,90	220	76,8	43″,0	43″,11	58ᵈ17ʰ00ᵐ	00°00′
Venus	35,05	260	37,2	8 ,6	8,4	243*	2 07
Pământ	29,80			3 ,8	5,0	23 56	23 27
Marte	24,14	399	54,3	1 ,35		24 37	24
Jupiter	13,06	962	585			9 50	3 04
Saturn	9,64	1648	1237			10 14	26 44
Uranus	6,80	3135	2568			10 42*	98
Neptun	5,43	4738	4274			15 48	29
Pluton	4,74	7551	4349			6 09 (?)	

* Rotație retrogradă

Anexa 3

CARACTERISTICILE FIZICE ALE PLANETELOR MARI
(după Anuarul Astronomic, 1962)

Planeta	Raza ecuatorială		Turtirea	Masa în mase terestre	Densitatea		Accelerația gravitațională la ecuator ($g_\oplus = 1$)	Viteza de evadare la suprafață km/s	Albedoul	Magnitudinea vizuală**	Temperatura medie pe fața luminată °C
	în raze terestre	în km			față de densitatea Pământului	în g/cm³					
Mercur	0,38	2 439	0	0,056	0,99	5,1	0,39	4,3	0,058	−0ᵐ,2	+350°
Venus	0,95	6 052	0	0,817	0,90	4,97	0,90	10,4	0,76	−4,1	+470°
Pământ	1,00	6 378	1/298,25	1,000	1,00	5,517	1,00	11,2	0,39		+ 20°
Marte	0,53	3 392	1/190	0,108	0,71	3,94	0,38	5,1	0,15	−1,9	0°
Jupiter	11,19	71 400	1/15	318,356	0,24	1,33	2,54	60,2	0,51	−2,4	−100°
Saturn	9,41	60 000	1/10	95,223	0,13	0,69	1,08	35,8	0,50	+0,8	−160°
Uranus	3,98	25 400	1/18 ?	14,580	0,28	1,56	0,92	22,4	0,66	+5,8	−170°
Neptun	3,81	24 300	1/58 ?	17,284	0,41	2,27	1,19	25,1	0,62	+7,6	−200°
Pluton*	0,39 ?	5 000 ?	?	0,926	?	?	?	?	?	+14,7	?

* Date puțin precise

** Mercur și Venus în cuadratură, celelalte planete în opoziția medie

ELEMENTELE SATELIȚILOR PLANETELOR MARI
(după Anuarul astronomic, 1982 și Mercury, vol. X, nr. 1, 1981)

Planeta	Satelitul	Semiaxa mare a orbitei: în raze ecuatoriale ale planetei	Semiaxa mare a orbitei: în 10^3 km	Excentricitatea orbitei	Perioada de revoluție siderală (zile)	Raza km	Masa 10^{23} g	Viteza de evadare
Pământ	Luna	60,267	384,4	0,055	27,32166	1738	735	2,38
Marte	I. Phobos	2,75	9,38	0,015	0,31891	13,5; 10,8; 9,4	—	—
	II. Deimos	6,90	23,52	0,001	1,26244	8; 7; 6	—	—
Jupiter*	V. Amalthea	2,53	181,3	0,003	0,49818	120	—	—
	I. Io	5,91	421,6	0,000	1,76914	1820	891	2,34
	II. Europa	9,41	670,8	0,000	3,55118	1525	487	2,03
	III. Ganimede	15,00	1070	0,002	7,15455	2635	1490	2,92
	IV. Callisto	26,60	1880	0,008	16,68902	2500	1074	2,24
	XIII. Leda	157	11140	0,147	239	~ 5	—	—
	VI. Himalia	160,8	11470	0,158	250,57	85	—	—
	X. Lysithea	164	11710	0,130	260,0	~12	—	—
	VII. Elara	165	11740	0,207	260,1	40	—	—
	XII. Ananke	291	20700	0,169	617,0	~10	—	—
	XI. Carme	314	22350	0,207	692,5	~15	—	—
	VIII. Pasiphae	327	23300	0,378	735,0	~18	—	—
	IX. Sinope	332	23700	0,275	758	~14	—	—
	XIV, XV, XVI	—	—	—	—	—	—	—

* Sondele spațiale *Voyager* au pus în evidență un sistem de inele în jurul planetei Jupiter, analog cu cele observate în jurul planetelor Saturn și Uranus, precum și al XV-lea și al XVI-lea sateliți ai planetei Jupiter. Al XIV-lea satelit fusese descoperit de la sol în anul 1975.

Anexa 4 (continuare)

Planeta	Satelitul	Semiaxa mare a orbitei: în raze ecuatoriale ale planetei	Semiaxa mare a orbitei: în 10^3 km	Excentricitatea orbitei	Perioada de revoluție siderală (zile)	Raza km	Masa 10^{23} g	Viteza de evadare
Saturn*	X. Ianus (?)	2,65(?)	159,5?	0,0	0,749	~100	~ 0,16	—
	I. Mimas	3,10	186	0,020	0,94242	~195	~ 0,37	0,2
	II. Encelade	3,97	238	0,004	1,37022	~250	~ 0,85	0,2
	III. Thetys	4,92	295	0,000	1,88780	~525	~ 6,26	0,4
	IV. Dione	6,28	377	0,002	2,73692	~560	~11,6	0,6
	V. Rhea	8,78	527	0,001	4,51750	~765	~18,2	0,7
	VI. Titan	20,4	1222	0,029	15,94545	2560	1401	2,79
	VII. Hyperion	24,7	1481	0,104	21,27767	350 ;200	~ 1,1	0,2
	VIII. Japet	59,3	3560	0,028	79,33082	720	~22,4	0,6
	IX. Phoebe	215,5	12930	0,163	550,45	~70	—	—
Uranus**	V. Miranda	5,13	130	0,017	1,4135	~150	—	—
	I. Ariel	7,54	191,7	0,003	2,52038	~400	—	—
	II. Umbriel	10,5	267,0	0,004	4,14418	~275	—	—
	III. Titania	17,2	438,0	0,002	8,70588	~500	—	—
	IV. Oberon	23,0	585,9	0,001	13,46236	~450	—	—
Neptun	I. Triton	14,6	354	0,000	5,87683	2200	~3400	3,2
	II. Nereida	227	5510	0,749	365,2	~ 150	~ 0,5	0,2
Pluton	I. ***		15—20	0,0	6,3867	~1000	~0,05—0,10	—

* Saturn are un sistem de inele cu masa totală de $2,5 \cdot 10^{26}$g. În prezent se cunosc 17 sateliți ai planetei Saturn. Unele date despre ceilalți sateliți sînt date în § 9.4.

** În anul 1977 s-a descoperit un sistem de inele în jurul planetei Uranus.

*** Descoperit în anul 1978.

Scanare: Dragos Bora
Bacau Romania

Format pdf: Ovidiu Vaduvescu
Mississauga ON Canada

Mar 2004

Redactor: MONICA CREMENE
Tehnoredactor: CONSTANTIN RUSU

Apărut: 1982. Bun de tipar: 03.12.1982. Comanda nr.: 2246
Coli de tipar: 17. Hîrtie: velină 70 g/mp. Format: 61×86/16.

Tiparul executat sub comanda nr. 347
la Întreprinderea Poligrafică Cluj, Municipiul Cluj-Napoca
B-dul Lenin nr. 146.
Republica Socialistă România

Dragoş - Silviu
T. Bora